

Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern in seltenerddotierten optischen Fasern

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)



seit 1558

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Dipl. Phys. Julia Fiebrandt,
geboren am 23. März 1987 in Zittau

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Bartelt (Friedrich-Schiller-Universität Jena)
2. Gutachter: Prof. Dr. Stefan Nolte (Friedrich-Schiller-Universität Jena)
3. Gutachter: Prof. Dr. Johannes Roths (Hochschule München)

Tag der Disputation: 19.12.2013

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Optische Fasern und Faser-Bragg-Gitter	3
2.1	Lichtleitung in optischen Fasern	3
2.1.1	Optische Fasern	3
2.1.2	Geführte Moden in Lichtleitfasern	6
2.2	Beschreibung von Faser-Bragg-Gittern	8
2.2.1	Gitterstruktur und Beugung an Fasergittern	9
2.2.2	Theorie der gekoppelten Moden	11
2.3	Simulation von Faser-Bragg-Gittern	14
2.3.1	Simulationsmethoden im Überblick	14
2.3.2	Transfermatrixmethode für inhomogene Faser-Bragg-Gitter	15
3	Klassifizierung von Faser-Bragg-Gittern	18
3.1	Photoinduzierte Brechzahl- und Materialmodifikationen	18
3.1.1	UV-Photosensitivität	19
3.1.2	Materialmodifikationen durch Femtosekundenpulse	23
3.2	Herstellungstechniken für Faser-Bragg-Gitter	25
3.2.1	Experimentelle Techniken	25
3.2.2	Nutzung verschiedener Laserlichtquellen	28
3.3	Faser-Bragg-Gittertypen	29
4	Herstellung von Faser-Bragg-Gittern in seltenerddotierten Fasern mit UV-fs-Pulsen	32
4.1	Erzeugung von Femtosekundenpulsen im UV- und VIS-Spektralbereich	33
4.2	Phasenmasken-Interferometer	35
4.2.1	Belichtung von Preformscheiben	38
4.3	Bestimmung der Reflektivität der erzeugten Faser-Bragg-Gitter	39
4.4	Übersicht der untersuchten Fasern	40
5	Charakterisierung der Bragg-Gitterstrukturen in seltenerddotierten Fasern und Preformen	42
5.1	Brechzahlprofil der Faser-Bragg-Gitter und interne Feldverteilung	43
5.1.1	Brechzahlprofil der hergestellten Faser-Bragg-Gitter	43
5.1.2	Simulierte Feldverteilung und experimenteller Nachweis	47
5.2	Absorbierende Defekte in Faser-Bragg-Gittern	52
5.2.1	Gleichgewichtszustände der Absorption bei UV-fs-Puls-Belichtung	54

5.2.2	UV-fs-Photodarkening im Vergleich zu UV-ns- und NIR-Belichtung, Folgerungen für die Herstellung und Anwendung von FBG	57
5.3	Verdichtung und Spannungen in Faser-Bragg-Gittern	59
5.3.1	Bragg-Gitterwachstum in der Faser	60
5.3.2	Raman-Spektroskopie an Preformscheiben	60
5.3.3	Rasterkraftmikroskopie an angeätzten Preformscheiben	62
5.3.4	Spannungen in Fasern mit und ohne Faser-Bragg-Gitter	64
5.4	Thermische und optische Stabilität der Faser-Bragg-Gitter	65
5.4.1	Thermische Stabilität der Faser-Bragg-Gitter	65
5.4.2	Faser-Bragg-Gitter unter optischem Pumpen	70
5.4.3	Nachbelichtung der Faser-Bragg-Gitter mit UV-fs-Pulsen	75
5.5	Zusammenfassung der Eigenschaften von UV-fs-Typ-I-Faser-Bragg-Gittern in seltenerd-dotierten Fasern	78
6	Anwendung der Faser-Bragg-Gitter im monolithischen Faserlaser	81
6.1	Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern in Laserfasern im Laserbetrieb	81
6.2	Demonstration des FBG-stabilisierten Faserlasers und Untersuchung seiner Leistungsstabilität	84
6.3	Optimierung der FBG-Eigenschaften für die Faserlaseranwendung	87
6.3.1	Faser-Bragg-Gitter mit thermischer Nachbehandlung	87
6.3.2	Faser-Bragg-Gitter mit optischer Nachbehandlung	89
6.4	Zusammenfassung der Faserlaserexperimente	90
7	Zusammenfassung und Ausblick	92
	Literaturverzeichnis	95
	Abbildungs- und Tabellenverzeichnis	108
	Abkürzungen, Symbole und Formelzeichen	111

1 Einleitung

Auf mikroskopischer Ebene ist ein Faser-Bragg-Gitter (FBG) eine periodische Brechzahlmodulation im Kern einer optischen Faser, entlang der Faserachse. Grundlegend kann dieses faserintegrierte Gitter als wellenlängenselektiver Reflektor für Licht genutzt werden, welches im Faserkern geführt wird. Aus diesem einfachen Wirkungsprinzip der FBG können vielfältige Anwendungen erschlossen werden, die von Filtern für die Telekommunikationstechnik, über faserbasierten Temperatur- und Dehnungssensoren bis hin zur Anwendung als Resonatorendspiegel in Faserlasern reichen. Generell besteht ein steigendes Interesse an Faserlasern z.B. für den Einsatz in der Telekommunikationstechnik, Sensorik und Materialbearbeitung. Ihre Vorteile liegen dabei in ihrem robusten Aufbau, der Leistungsskalierbarkeit und der hervorragenden Strahlqualität [1, 2]. Mit Faser-Bragg-Gittern bietet sich nun die Möglichkeit, den Faserlaser in einer monolithischen Konfiguration noch kompakter und weniger justageaufwendig zu gestalten. Durch Integration der Resonatorendspiegel in Form von FBG direkt in die Laserfaser können Koppelverluste minimiert und der Faserlaser wellenlängenstabilisiert werden.

Die Herstellung von FBG in Laserfasern, d.h. in seltenerd-dotierten Fasern, ist mit den herkömmlichen Herstellungstechniken, die UV-Strahlung geringer Intensität nutzen, nur beschränkt möglich. Um mit diesen Techniken ein effizientes Gitterwachstum zu erzielen, muss die Faser z.B. eine spezielle Ge-Dotierung [3] bzw. Wasserstoffbeladung [4] aufweisen. Die Beschränkung auf solche herkömmlich photosensitiven Fasern kann überwunden werden, indem gepulste Laserstrahlquellen mit sehr hohen Pulsspitzenleistungen zur FBG-Herstellung genutzt werden. Mit Femtosekundenpulsen (fs) können FBG direkt in seltenerd-dotierten Laserfasern erzeugt werden und ein erster, mit einem 800nm-fs-Puls-induziertem FBG wellenlängenstabilisierter Faserlaser wurde 2006 erfolgreich demonstriert [5]. In den folgenden Jahren wurde die FBG-Herstellung für Faserlaseranwendung auf weitere fs-Puls-Wellenlängen [6, 7] in Kombination mit verschiedenen Herstellungstechniken [7, 8] ausgeweitet. In FBG-stabilisierten Faserlasern wird jedoch bei hohen Laserleistungen, abhängig vom Gittertyp ab einigen 100 W im cw-Betrieb und 0,5 W Durchschnittsleistung im Q-switched Betrieb, das FBG durch die NIR-Strahlung beeinflusst, was zu einer Laserwellenlängenverschiebung bis hin zu Degradationserscheinungen und vollständiger Auslöschung des FBG führen kann [9–11]. Die Ursachen dieser FBG-Instabilität, z.B. thermische Effekte, und ihre Abhängigkeit von der NIR-Leistung sind bis jetzt kaum bekannt und wurden nur wenig untersucht. Zur Optimierung bzw. Stabilisierung der FBG in der Faserlaseranwendung wurde z.B. in [6, 12] eine thermische Nachbehandlung durchgeführt und erwies sich auch als zielführend, ist aber erklärungslos eingeführt worden und auch ihre Auswirkung auf das FBG selbst wurde nicht explizit

diskutiert. Um einen stabilen, FBG-definierten Laserbetrieb zu erzielen und zu gewährleisten, ist eine Charakterisierung der FBG-Eigenschaften und Untersuchung ihrer Reaktion unter Laserbedingungen vor ihrer Anwendung im Faserlaser unbedingt notwendig.

Den Ausgangspunkt dafür bildet die FBG-Herstellung, mit den abgeleiteten Fragestellungen, auf welchen Brechzahländerungsmechanismen ein mit fs-Pulsen hergestelltes FBG in einer seltenerddotierten Faser basiert und welche gegebenenfalls störenden FBG-Eigenschaften durch die Herstellung bedingt sind. Um das Verhalten der FBG im Laserbetrieb korrekt zu interpretieren, ist es sinnvoll die FBG vorher sowohl generell bezüglich ihrer thermischen und optischen Stabilität als auch im Speziellen unter Laserbedingungen zu charakterisieren. Aus diesen Untersuchungen können schon Rückschlüsse auf Effekte gezogen werden, die sich im Laserbetrieb negativ auf die FBG- und damit die Laserstabilität auswirken. Darauf aufbauend kann dann auf die Frage eingegangen werden, wie solche störenden Effekte vermieden bzw. vermindert werden können.

Zum Verständnis der verschiedenen Fragestellungen werden die Grundlagen zu optischen Fasern und FBG in den nächsten beiden Kapiteln kurz vorgestellt. Das umfasst neben einer theoretischen Betrachtung der FBG auch einen Überblick über die verschiedenen Herstellungsmethoden inklusive einer Zusammenfassung der verschiedenen Modellvorstellungen zur Brechzahländerung durch UV- und fs-Puls-Belichtung. Im dritten Kapitel wird deutlich, dass zur effizienten FBG-Herstellung in seltenerddotierten Fasern die Nutzung von intensitätsstarken fs-Pulsen das Mittel der Wahl ist. In dieser Arbeit werden speziell UV-fs-Pulse genutzt, kombiniert mit einer Herstellungstechnik basierend auf einem Phasenmasken-Interferometeraufbau. Auf die Komponenten und Kenngrößen des genutzten Aufbaus wird im folgenden vierten Kapitel eingegangen. Die Eigenschaften der hergestellten FBG wurden im Hinblick auf ihre Anwendung im Faserlaser detailliert untersucht und die Ergebnisse dazu sind im fünften Kapitel präsentiert. Die Schwerpunkte bilden die spektralen Eigenschaften der FBG, auf deren Grundlage die Brechzahl- und Feldverläufe im FBG bestimmt werden, die strukturellen und optischen Eigenschaften, die Rückschlüsse auf Mechanismen zur Brechzahländerung unter UV-fs-Puls-Belichtung zulassen, und die Änderung der FBG-Eigenschaften unter thermischer und optischer Belastung. Daraus wird ein umfassendes Bild der hergestellten FBG und ihrer Reaktionen auf verschiedene Anwendungseinflüsse entwickelt, mit dessen Hilfe das Verhalten des FBG im Faserlaserbetrieb im folgenden Kapitel 6 erläutert wird. Unter dem Ziel, den FBG-basierten Faserlaser in seiner Wellenlängen- und Leistungsstabilität zu verbessern, werden ausgehend von der FBG-Charakterisierung Optimierungsroutinen abgeleitet, die in entsprechenden Laserexperimenten angewendet, geprüft und im Vergleich bewertet werden.

Die vorliegende Arbeit setzt sich detailliert mit den Eigenschaften der FBG unter dem Gesichtspunkt der Faserlaseranwendung auseinander, mit dem Ziel, das Potential der FBG-basierten Faserlaser und vor allem Wege zur Leistungsstabilisierung aufzuzeigen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden bereits in den unter [13–16] zitierten Zeitschriften veröffentlicht.

2 Optische Fasern und Faser-Bragg-Gitter

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Lichtführung in optischen Fasern und Faser-Bragg-Gittern behandelt. Alle wichtigen physikalischen Größen für die weiteren Kapitel werden dabei definiert und die grundlegende Funktion einer optischen Faser und eines Faser-Bragg-Gitters erklärt. In den entsprechenden Teilabschnitten wird zu Beginn jeweils ein anschauliches Bild präsentiert sowie im Anschluss eine theoretische Beschreibung des Sachverhalts gegeben. Besonders für den letzten Teil dieses Kapitels, zur Simulationen von Faser-Bragg-Gittern, sind einige theoretische Vorkenntnisse zu Faser-Bragg-Gittern wichtig.

2.1 Lichtleitung in optischen Fasern

Im ersten Teil dieses Abschnittes werden die wichtigsten Kenngrößen einer optischen Faser definiert sowie die Grundprinzipien zur Lichtleitung genannt. Je nach Art der Lichtführung werden verschiedene Fasertypen unterschieden, die sich zudem in ihrer Herstellung unterscheiden können. Im zweiten Teilabschnitt wird kurz auf die Theorie zur wellenoptischen Beschreibung der Lichtleitung in optischen Fasern eingegangen. Dabei werden einerseits weitere wichtige Kenngrößen der Faseroptik definiert und andererseits soll diese Betrachtung als Grundlage für die theoretische Beschreibung eines Faser-Bragg-Gitters (FBG) dienen, die im nächsten Abschnitt folgt.

2.1.1 Optische Fasern

Der typische Aufbau einer optischen Faser ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Sie besteht aus einem Kern- und Mantelbereich, die die Lichtführung gewährleisten sollen, sowie einer äußeren Schutzschicht, dem Coating. In der geometrisch-optischen sowie der wellenoptischen Beschreibung (Abschnitt 2.1.2) beruht die Lichtführung in einer optischen Faser auf den Brechzahlunterschieden zwischen Kern- und Mantelbereich. Im strahlenoptischen Bild liegt der Lichtführung das Prinzip der Totalreflexion zu Grunde, bei dem ein Lichtstrahl beim Übergang vom optisch dichteren Medium (Faserkern, n_1) in ein optisch dünneres Medium (Fasermantel, n_2) reflektiert wird sobald sein Einfallswinkel ($90^\circ - \theta$ nach Abb. 2.1) größer als der Grenzwinkel der Totalreflexion nach $\sin \theta_G = \frac{n_2}{n_1}$ ist. Mit dem Snelliusschen

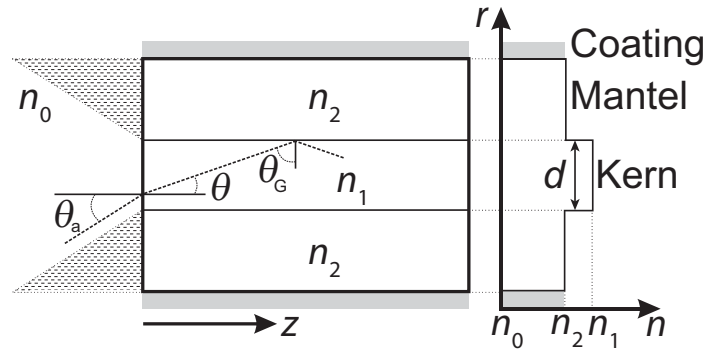


Abb. 2.1: Skizze einer Stufenindexfaser mit Bezeichnung der Kern- n_1 , Mantel- n_2 und Umgebungsbrechzahlen n_0 sowie des Akzeptanz- θ_a und entsprechenden Grenzwinkels der Totalreflexion θ_G .

Brechungsgesetz für den Eintritt der Strahlen an der Faserendfläche gilt dann

$$\begin{aligned} n_0 \sin \theta_a &= n_1 \sin \theta, \\ &\leq n_1 \sin(90^\circ - \theta_G) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \text{NA}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

sodass für geführte Strahlen der Eintrittswinkel in die Faser kleiner gleich dem Akzeptanzwinkel θ_a sein muss. Zugleich wurde in Gl. (2.1) die numerische Apertur NA definiert. Sie ist ein Maß für die Größe des Akzeptanzwinkels θ_a , der den in die Faserendfläche einkoppelbaren bzw. austretenden Lichtkegel beschreibt.

Das vorgestellte Lichtleitungsmodell kann auf einen der wichtigsten Glasfasertypen angewendet werden, die Stufenindexfasern. Ebenso kann das Modell auch auf Fasertypen mit anderen Brechzahlprofilen angewendet werden. Bei Gradientenindexfasern wird z.B. durch stückweise Anhebung der Brechzahl vom Fasermantel zum Kern ein parabolisches Brechzahlprofil realisiert. Neben Lichtleitung basierend auf der Totalreflexion gibt es bei photonischen Kristallfasern (PCF) die Möglichkeit Licht über Ausnutzung einer optischen Bandlücke zu führen. In PCF ohne Glaskern (hollow core) ist die Lichtführung ausschließlich in der Bandlücke möglich, bei PCF mit Glaskern (solid core) können in Abhängigkeit vom Wellenlängenbereich beide Lichtleitprinzipien genutzt werden.

Die Herstellung der verschiedenen Fasertypen erfolgt durch Verziehen einer entsprechend präparierten Faserpreform. Ausgangspunkt zur Preformherstellung bildet ein Glasrohr aus hochreinem Kieselglas, welches später den Fasermantel bilden wird. Über verschiedene Techniken kann Glasmaterial anderer Brechzahl in das Rohr eingefügt werden, welches den Faserkern bilden wird. Für die Herstellung von Fasern mit sehr hoher NA wird zum Beispiel das *Rod-in-Tube*-Verfahren angewendet [17]. Weiter verbreitet für optische Fasern mit Anwendung im Telekommunikationsbereich sind aber Methoden der Glasrohrinnenbeschichtung über die Gasphasenabscheidung [18]. Dabei lassen sich z.B. mittels der Technik der modifizierten chemischen Gasphasenabscheidung (engl.: Modified Chemical

Vapor Deposition, MCVD) durch geeignete Wahl der Abscheidungsschichten verschiedene Brechzahlprofile (Stufenindex und Gradientenindex) realisieren. Typische Dotanden, die in diesem Schritt mit in die abzuschiedende SiO_2 -Schicht eingebracht werden können sind z.B. Germanium- und Phosphoroxide, die die Brechzahl gegenüber Kieselglas erhöhen, oder Boroxid bzw. Siliziumfluorid, die die Brechzahl absenken [19]. Neben der Dotierung zur Modifikation der Brechzahl und Gewährleistung der Lichtleitung können in Kombination mit dem MCVD-Verfahren auch Seltenerdverbindungen zur Funktionalisierung der Faser als Lichtquelle in das Glasrohr abgeschieden werden [20]. Durch ein Lösungsdotierungsverfahren können in die bis dahin poröse, MCVD-abgeschiedene Schicht Seltenerdionen und Aluminiumoxid eingebaut werden. Die Kodotierung mit Aluminium ist dabei wichtig, um die Löslichkeit der Seltenerden in dem Abscheidungsprozess zu erhöhen. An den Dotierungsprozess schließt sich ein Konsolidierungs- bzw. Sinterschritt zur Verfestigung der porösen Abscheidungsschicht an. Anschließend werden die Glasrohre in einem Mehrschrittprozess zur Faserpreform kollabiert. Während dieser Prozesskette wird das beschichtete Glasrohr verschiedenen Temperaturen von Raumtemperatur bis 2000°C ausgesetzt und besonders bei den sehr hohen Temperaturen kann durch Diffusionsprozesse das Dotanden- und damit Brechzahlprofil beeinflusst werden. Typische Brechzahlprofile sind modifizierte Stufenindexprofile (siehe Abb. 2.2). Bei hohen Ge- bzw. P-Gehalten kann zudem ein Brechzahleinbruch im Kernbereich auftreten. Er entsteht während des Kollabierens der Preform, wenn diese Dotanden in ihren Oxidverbindungen als Gas aus dem Preformzentrum entweichen. Dieser Brechzahldip überträgt sich ebenso wie die Kern/Mantel-Verhältnisse auf die anschließend aus der Preform gezogene Faser.

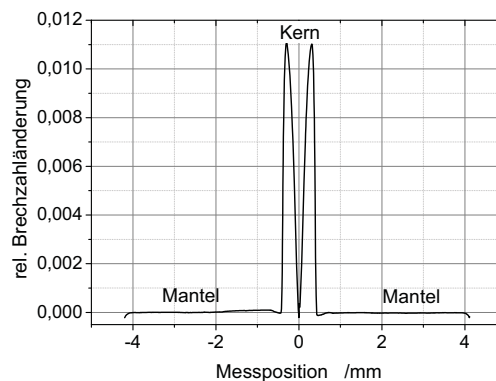


Abb. 2.2: Brechzahlprofil einer stark Ge-dotierten Probe, gemessen an der Faserpreform. Die Brechzahländerung gegenüber dem Mantelindex ist dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Brechzahleinbruch im Preformkern.

PCF werden im Gegensatz zu den Stufen- und Gradientenindexfasern oftmals über eine *Stack-and-draw*-Technik hergestellt oder eine nachträgliche Bearbeitung der Faserpreform, z.B. Bohren von Lochstrukturen entlang der Preform [17]. Ebenso wie herkömmliche Preformen kann auch eine spezielle Dotierung des Kernbereichs realisiert werden, wenn es sich um eine PCF-Struktur mit Glaskern handelt.

Typische, standardmäßige Faserabmessungen für kommerzielle Telekommunikationsfasern sind $8,2\,\mu\text{m}$ Kerndurchmesser und $125\,\mu\text{m}$ Manteldurchmesser [21]. Im Gegensatz dazu wird die Geometrie und die Kerndotierung von Fasern für Laseranwendungen beständig verbessert und weiter entwickelt [22]. Unterschiede zu Telekommunikationsfasern sind z.B. größere Kern- und Mantelradien mit homogenem Stufenindexprofil und Seltenerd-dotierung des Faserkerns, zu deren Herstellung auch neue Techniken wie das Pulver-Sinter- [23, 24] oder Schmelzglasverfahren [25] genutzt werden. Zudem gibt es auch an die Lichtführung andere Ansprüche, denn es soll neben dem Laserlicht im Faserkern auch das Pumplicht im Mantel geführt werden. Dazu wurde u.a. eine sog. *Double Clad*-Struktur entwickelt, in der ein zusätzlicher Pumpkern zwischen Laserkern und Mantelbereich eingebracht wird [26, 27]. Ein anderer Ansatz ist es, das Pumplicht im Fasermantel über die Totalreflexion am ohnehin vorhanden Polymercoating zu führen. Für diese Zwecke muss ein Silikon oder fluoriertes Acrylat verwendet werden, dessen Brechzahl unter der des Glasmantels liegt, um die Pumplichtführung im Mantel zu gewährleisten.

2.1.2 Geführte Moden in Lichtleitfasern

Ausgangspunkt zur theoretischen Beschreibung der Lichtführung in Stufenindexfasern sind die Maxwell-Gleichungen (MWG). Aus ihnen wird in diesem Abschnitt über die allgemeine Wellengleichung die Helmholtzgleichung hergeleitet und Lösungen vorgestellt. Für eine ausführlichere Herleitung wird auf Kap. 2 aus [28] und Kap. 5 aus [29] verwiesen. Die MWG im Zeitraum lauten im allgemeinen Fall:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho_{\text{el}}, \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}, & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0,\end{aligned}\tag{2.2}$$

mit den orts- und zeitabhängigen Vektoren der elektrischen \vec{E} und magnetischen Feldstärke \vec{H} , der magnetischen Induktion \vec{B} und der dielektrischen Verschiebung \vec{D} . Im Folgenden werden die MWG im Dielektrikum (Glas) betrachtet, sodass keine freien Ladungsträger vorliegen und von der elektrischen Quellenfreiheit ($\rho_{\text{el}} = 0$) als auch Abwesenheit von elektrischen Strömen ($\vec{j} = 0$) ausgegangen wird. Die Verknüpfung zwischen elektrischer Feldstärke und dielektrischer Verschiebung bzw. magnetischer Feldstärke und Induktion im Dielektrikum sind über die Materialgleichungen

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P},\tag{2.3a}$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H},\tag{2.3b}$$

gegeben, mit der Vakuumpermittivität oder elektrischen Feldkonstante ϵ_0 und der Vakuumpermeabilität μ_0 . Dabei muss für die dielektrische Verschiebung noch der Einfluss der

induzierten Polarisation \vec{P} beachtet werden. Aus Einsetzen der MWG ineinander und Berücksichtigung der Materialgleichung lässt sich die Wellengleichung

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}. \quad (2.4)$$

herleiten.

Für Glas, im Sinne eines isotropen aber dispersiven Mediums, besteht zwischen dem induzierten Polarisationsfeld und der Feldstärke der Zusammenhang $\vec{P}(\omega, \vec{r}) = \epsilon_0 \chi(\omega) \vec{E}(\omega, \vec{r})$. Die frequenzabhängige Suszeptibilität $\chi(\omega)$ ist als Responsefunktion im Frequenz- bzw. Fourierraum definiert. Eine Fouriertransformation der Feldgrößen (gekennzeichnet mit Tilde) und Substitution der Zeitableitung $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\omega$ führt auf die Wellengleichung im Frequenzraum

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}^2 \vec{E} &= -\mu_0 \epsilon_0 \omega^2 (1 + \chi(\omega)) \vec{E} \\ &= -\mu_0 \epsilon_0 \omega^2 \epsilon_r \vec{E}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Es wurde die Definition der relativen Permittivität bzw. Dielektrizitätszahl $\epsilon_r(\omega) = 1 + \chi(\omega)$ verwendet. Ebenso wie $\chi(\omega)$ ist ϵ_r eine komplexe Zahl. Ihr Imaginärteil ist dabei mit der Absorption verbunden, ihr Realteil mit der Brechzahl. Die Absorption ist in den typischen Anwendungsbereichen von optischen Fasern, z.B. im Telekom-C-Band, sehr klein, sodass der Imaginärteil vernachlässigt werden kann und $\epsilon_r(\omega) \approx n^2(\omega)$ gilt. Mit dem Zusammenhang zur Vakuumlichtgeschwindigkeit $1/c_0^2 = \mu_0 \epsilon_0$ und der Definition der Wellenzahl $k_0 = \omega/c_0$ folgt aus Gleichung (2.5) die Helmholtzgleichung

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k_0^2 n^2(\omega) \vec{E} = 0. \quad (2.6)$$

Eine analoge Gleichung ergibt sich für die Betrachtung des $\vec{H}(\omega, \vec{r})$ -Feldes. Für einen Lösungsansatz der Helmholtzgleichung ist es möglich z.B. die z-Komponenten der Felder als Unabhängige zu wählen, weil nur zwei der sechs Feldkomponenten von $\vec{H}(\omega, \vec{r})$ und $\vec{E}(\omega, \vec{r})$ linear unabhängig sind. Auf Grund der Zylindersymmetrie der Faser wird für die Lösung über Separation der Variablen nun folgender Ansatz für die z-Komponente gewählt: $\tilde{E}_z(\omega, \vec{r}) = U(r) \cdot \exp(-i \cdot l\phi) \exp(-i\beta z)$, mit der Propagationskonstante β für die Ausbreitung in z-Richtung und einer harmonischen, 2π -periodischen Funktion für die Winkelkomponente ϕ mit $l \in \mathbb{Z}$. Für die Radialkomponente $U(r)$ ergibt sich durch Einsetzen in die Helmholtzgleichung eine Besselsche Differentialgleichung

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) U(r) = 0. \quad (2.7)$$

Im Kernbereich der Faser sind die Lösungen dieser Differentialgleichung Besselfunktionen erster Gattung und l -ter Ordnung, die eine oszillierende, absinkende Amplitude mit dem Radius r zeigen. Im Mantelbereich sind die Lösungsfunktionen Hankel- bzw. modifizierte Besselfunktionen l -ter Ordnung, die physikalisch korrekt einen exponentiellen Abfall für $r \rightarrow \infty$ zeigen.

Das Einsetzen der gewonnenen Lösungen $\tilde{E}_z(\omega, \vec{r})$ und analog $\tilde{H}_z(\omega, \vec{r})$ in die Randbedingungen (Stetigkeit der z -, ϕ -Feldkomponenten an $r = d/2$) führt auf ein Gleichungssystem bzw. Eigenwertproblem für β mit mehreren Lösungen (Index m) für ein festes l . Dabei entspricht jedes gefundene β_{lm} einer geführten Mode in der Faser, mit dem Index l für die azimutale und m für die meridionale Verteilung der Mode. Prinzipiell gibt es zudem je zwei Modenarten, entsprechend der Polarisation. Für $l = 0$ sind diese beiden Moden TE- und TM-Moden, für alle $l > 0$ treten Hybridmoden auf. Im Modell der schwachen Lichtführung ($n_1/n_2 \approx 1$) werden die longitudinalen Komponenten der geführten Moden als viel schwächer gegenüber den transversalen betrachtet, sodass die geführten Moden näherungsweise transversal elektromagnetischen Wellen entsprechen. Jede damit transversal linear polarisierte LP_{lm} -Mode kann in zwei orthogonalen Polarisationszuständen auftreten, die sich in ihrer räumlichen Verteilung und Propagationskonstante nicht unterscheiden.

Ob eine Mode im Kern geführt wird, lässt sich mit Hilfe des Strukturparameters $V = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} k_0 a$ abschätzen, mit dem Kernradius a . Aus ihm kann die sog. Cut-off-Wellenlänge zu

$$\lambda_c = 2\pi/k_0 = 2\pi\sqrt{n_1^2 - n_2^2} a/V_c = 2\pi a \cdot \text{NA}/V_c, \quad (2.8)$$

bestimmt werden. Für eine Faser, in der ausschließlich die fundamentale Mode LP_{01} geführt wird, ergibt sich der Cut-off der nächsthöheren Moden als erste Nullstelle der Besselfunktion erster Ordnung, bei der $V_c = 2,405$ ist. D.h. für $V > V_c$ bzw. $\lambda < \lambda_c$ können neben der fundamentalen noch die nächsthöheren LP_{11} -Moden angeregt werden, sodass insgesamt schon 3 Moden propagieren können, in je zwei orthogonalen Polarisationszuständen. Um im Monomoderegime zu arbeiten, muss also neben den Faserparametern (a, n_1, n_2) auch die Wellenlänge entsprechend gewählt werden ($\lambda > \lambda_c$).

2.2 Beschreibung von Faser-Bragg-Gittern

Ein Faser-Bragg-Gitter ist ein wellenlängenselektiver Spiegel für das im Faserkern geführte Licht und basiert auf einer induzierten periodischen Brechzahländerung entlang der Faserachse im Faserkern. Qualitativ kann es als Phasengitter aufgefasst werden. Aufbauend auf dieser einfachen wellenoptischen Betrachtung wird im ersten Teilabschnitt die Wirkungsweise eines Faser-Bragg-Gitters anschaulich beschrieben und einige wichtige physikalische Größen können bereits abgeleitet werden. Im darauf folgenden Teilabschnitt wird die gegebene anschauliche Beschreibung durch die mathematisch-physikalische Herleitung vertieft

und ergänzt, in der das Gitter als periodische Brechzahlstörung entlang der Faserachse aufgefasst wird.

2.2.1 Gitterstruktur und Beugung an Fasergittern

Ein Phasengitter beruht im Allgemeinen auf der periodischen Änderung der optischen Weglänge. Im vorliegenden Fall eines Faser-Bragg-Gitters (FBG) bezieht sich das auf eine periodische Änderung der Brechzahl entlang des Faserkerns. Eine periodische Änderung der Brechzahlverteilung lässt sich beschreiben als

$$\delta n = \Delta n_{\text{DC}}(z) + \Delta n_{\text{AC}}(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \Phi(z)\right), \quad (2.9)$$

mit Δn_{DC} als gemittelte effektive Brechzahländerung über eine Gitterperiode Λ und Δn_{AC} als Brechzahlmodulation. $\Phi(z)$ entspricht einer beliebigen Phasenänderung entlang der Gitterachse z , die z.B. einen Phasensprung oder einen sog. Chirp beschreiben kann. Entsprechend der z -Abhängigkeiten in Gl. (2.9) ergeben sich verschiedene Typen von FBG-Brechzahlprofilen. Im Fall eines **homogenen FBG** sind die Brechzahländerungen sowie die Phase Φ nicht ortsabhängig (vgl. Abb. 2.3), sodass ihr Brechzahlprofil für Periodenlängen, die wesentlich kleiner als die Gitterlänge sind, einem Rechteck gleicht. Solche Gitterprofile können z.B. mit Laserstrahlquellen, die ein Flat-Top-Strahlprofil zeigen, realisiert werden. In den meisten Fällen ist das Strahlprofil aber nicht homogen über die belichtete Faserlänge, sodass sowohl Δn_{AC} als auch Δn_{DC} ortsabhängig sind (**apodisiertes FBG**). Untergliedert werden die apodisierten FBG in die Fälle $\Delta n_{\text{DC}} = f(z)$ (siehe Abb. 2.3) und $\Delta n_{\text{DC}} = \text{const.}$ (**getapertes FBG**). Ein FBG, dessen Gitterperiode ortsabhängig ist wird als **gechirptes FBG** bezeichnet. Diese FBG weisen spektral sehr breite Reflexionsmaxima bzw. Transmissionseinbrüche auf und finden Anwendung zur Dispersionskompensation [30] und in Faserlasern [31].

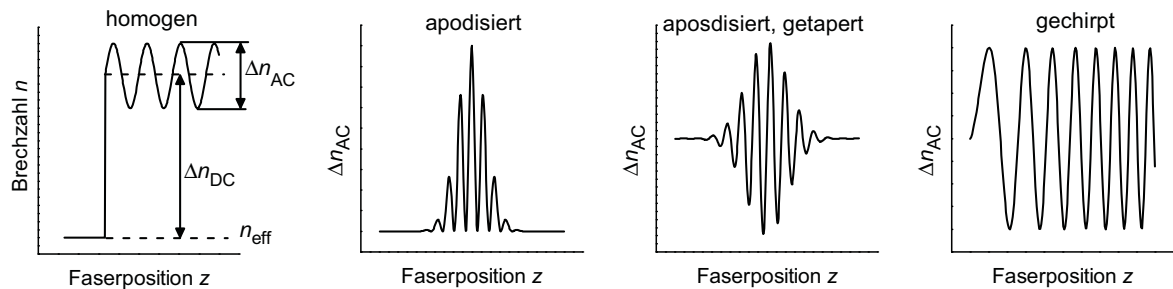


Abb. 2.3: Bezeichnung der verschiedenen Brechzahlanteile (links) und Darstellung verschiedener Arten von FBG-Brechzahlprofilen.

Prinzipiell kann durch ein Fasergitter sowohl eine Kopplung zwischen vorwärts und rückwärts propagierenden Moden als auch zwischen Kern- und Mantelmoden verursacht werden,

die sich sonst voneinander unbeeinflusst in der Faser ausbreiten würden. An der Gleichung für die Beugung am Gitter im Medium mit der Brechzahl n

$$n \cdot \sin \theta_2 = n \cdot \sin \theta_1 + N \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (2.10)$$

kann die Modenkopplung anschaulich diskutiert werden. Dabei sind θ_1 der Einfallswinkel und θ_2 der Beugungswinkel, N die Beugungsordnung und λ die Wellenlänge. Für Fasergitter können nun zwei Fälle unterschieden werden [32]. Zum einen können Moden mit entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung koppeln (**FBG** bzw. **Reflexionsgitter**). Wird nur die erste und effizienteste Beugungsordnung $N = -1$ betrachtet, folgt mit der Substitution der effektiven Brechzahl $n_{\text{eff},i} = n_1 \cdot \sin(\theta_i)$ ($i = 1, 2$) und unter Berücksichtigung der entgegengesetzten Ausbreitungsrichtung ($\theta_2 = -\theta_1$) aus Gl. (2.10) für die Reflexionswellenlänge:

$$\lambda_{\text{FBG}} = 2 \cdot n_{\text{eff}} \Lambda. \quad (2.11)$$

Zum anderen können im Fall von **Transmissionsgittern** Moden gleicher Ausbreitungsrichtung koppeln, z.B. eine Kern- mit einer Mantelmode. Dann gilt $\lambda = (n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2}) \cdot \Lambda$. Um nun die gleiche Resonanzwellenlänge für ein Transmissionsgitter zu erzielen, muss die Gitterperiode wesentlich größer gewählt werden als beim FBG, sodass diese Fasergitter oft als **langperiodische Gitter** (long-period grating, LPG) bezeichnet werden.

Abgesehen von der Beschreibung der Kopplung verschiedener Moden mit Hilfe der Gittergleichung (2.10), basiert auf ihr auch eine Messmethode, mit der das AC-Brechzahlprofil des FBG bestimmt werden kann. Das sog. Verfahren der externen Bragg Reflexion [33] beruht dabei analog zur Röntgenbeugung an Kristallebenen auf der Beugung eines einfallenden Lichtstrahls der Wellenlänge λ_{ext} an den Bragg-Ebenen der Periode Λ , siehe Abb. 2.4. Unter dem Glanzwinkel θ_{ext} erscheint durch konstruktive Interferenz ein Reflex,

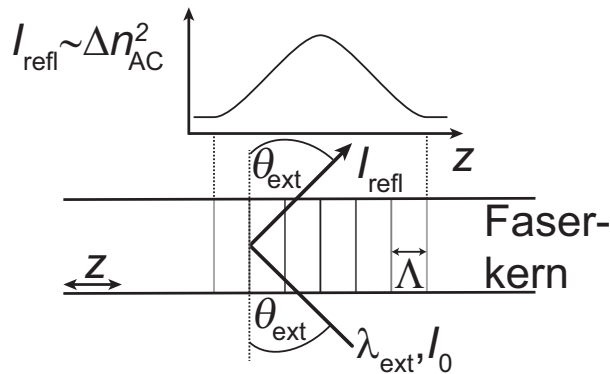


Abb. 2.4: Veranschaulichung der Messmethode der externen Bragg-Reflexion zur Bestimmung des FBG-Brechzahlprofils.

sobald die Bragg-Bedingung

$$\sin \theta_{\text{ext}} = \frac{\lambda_{\text{ext}}}{2\Lambda} \approx \frac{n_{\text{eff}} \cdot \lambda_{\text{ext}}}{\lambda_{\text{FBG}}} \quad (2.12)$$

erfüllt ist. In Gl.(2.12) wurde angenommen, dass $\Delta n_{\text{DC}} \ll n_{\text{eff}}$ gilt. Durch Scannen der FBG-Region mit dem Teststrahl wird der Intensitätsverlauf des Reflexes bestimmt, für den gilt $I_{\text{refl}}(z) \sim \Delta n_{\text{AC}}^2(z)$, sodass das Profil der Einhüllenden der AC-Brechzahlkomponente bestimmt werden kann.

2.2.2 Theorie der gekoppelten Moden

Mithilfe der Theorie der gekoppelten Moden können z.B. Störeffekte, die auf die transversal geführten Moden \vec{E}_t in Wellenleitern wirken, untersucht werden. Für Fasergitter, bei denen es sich um Brechzahlgitter und damit dielektrische Gitter handelt, wird diese Störung als zusätzlicher Term \vec{P}_G in der Polarisierung

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \vec{P}_G = \epsilon_0 \cdot (\epsilon_r - 1) \vec{E}_t + \epsilon_0 \Delta\epsilon(z) \vec{E}_t, \quad (2.13)$$

also als Störungsterm der Dielektrizitätszahl $\Delta\epsilon$ bzw. Brechzahl, berücksichtigt. Für ein FBG liegt nun konkret eine periodische Änderung der Brechzahl entlang der Faserachse vor. In komplexer Schreibweise lautet Gl. (2.9)

$$\delta n(z) = \Delta n_{\text{DC}}(z) + \frac{\Delta n_{\text{AC}}(z)}{2} \left(e^{i[(2\pi/\Lambda)z + \Phi(z)]} + e^{-i[(2\pi/\Lambda)z + \Phi(z)]} \right). \quad (2.14)$$

Diese Brechzahlmodulation entspricht einer Störung der Dielektrizitätszahl, für die gilt $\epsilon_r + \Delta\epsilon(z) = [n + \delta n(z)]^2$. Das quadratische Glied in δn kann vernachlässigt werden, weil δn i.A. mindestens zwei Größenordnungen kleiner als n selbst ist, sodass mit $n^2 = \epsilon_r$ gilt $\Delta\epsilon(z) \approx 2n\delta n(z)$. Das gestörte Polarisationsfeld kann dann ausgedrückt werden als

$$\vec{P}_G = 2n\epsilon_0 \left\{ \Delta n_{\text{DC}}(z) + \frac{\Delta n_{\text{AC}}(z)}{2} \left(e^{i[(2\pi/\Lambda)z + \Phi(z)]} + e^{-i[(2\pi/\Lambda)z + \Phi(z)]} \right) \right\} \vec{E}_t. \quad (2.15)$$

Zur Vereinfachung und Lösung der Wellengleichung mit dem Störterm \vec{P}_G werden im Fall des FBG als Ansatz für die transversal geführten Moden nur zwei orthogonale, sich gegenläufig ausbreitende Moden der Ordnung μ, ν berücksichtigt

$$\vec{E}_t = A_\mu(z) \exp(-i\beta_\mu z + i\omega t) \vec{e}_{\mu t} + B_\nu(z) \exp(i\beta_\nu z + i\omega t) \vec{e}_{\nu t}, \quad (2.16)$$

mit den einhüllenden Amplituden $A_\mu(z), B_\nu(z)$, den Propagationskonstanten β_μ, β_ν der μ -ten und ν -ten Mode, der Kreisfrequenz ω und den transversalen, radialen Feldverteilungen $\vec{e}_{\mu t}, \vec{e}_{\nu t}$. Die Feldverteilungen sind normiert und orthogonalisiert [19]. Damit gilt

für Integration über den Faserquerschnitt F : $\beta_\mu/(2 \cdot \omega\mu_0) \int_{-\infty}^{\infty} dF \vec{e}_{\mu t} \vec{e}_{\mu t}^* = \delta_{\mu\nu}$, mit dem konjugiert komplexen, transversalen Feldanteil $\vec{e}_{\mu t}^*$.

Mithilfe des Ansatzes (2.16) kann nun der Laplace-Operator und die Zeitableitung in der Wellengleichung (2.4) ermittelt werden. Unter der Näherung einer sehr langsam veränderlichen einhüllenden Amplitude (slowly varying envelope approximation) gilt $\frac{\partial^2 A_\mu}{\partial z^2} \ll \beta_\mu \frac{\partial A_\mu}{\partial z}$ und die z-Ableitung zweiter Ordnung kann vernachlässigt werden. Anwenden der Orthogonalitätsbedingung und Substituieren von $\beta_\mu^2 = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \omega^2$ führt auf

$$\frac{i}{4\omega} \int dF \frac{\partial^2 \vec{P}_G}{\partial t^2} \vec{e}_{\eta t}^* = \frac{\partial A_\mu}{\partial z} e^{i(\omega t - \beta_\mu z)} \delta_{\mu\eta} - \frac{\partial B_\nu}{\partial z} e^{i(\omega t + \beta_\nu z)} \delta_{\nu\eta}. \quad (2.17)$$

Diese Gleichung beschreibt die Wechselwirkung von einer vorwärts und rückwärts propagierenden Mode durch eine Störung der Polarisierung. Durch das Einsetzen des Polarisationsfeldes aus Gl. (2.15) mit dem Feldansatz Gl. (2.16) kann auch die zeitliche Ableitung auf der linken Gleichungsseite gebildet werden. Eine Fallunterscheidung für $\eta = \nu$ und $\eta = \mu$ führt anschließend auf zwei gekoppelte Differentialgleichungen (DGL). Unter Beachtung der Phasenanpassungsbedingung für den Fall der FBG können die gekoppelten Modengleichungen mittels der Kopplungskoeffizienten

$$\kappa_{AC} = \frac{n\omega\epsilon_0}{2} \int dF \frac{\Delta n_{AC}}{2} \vec{e}_{\mu t} \vec{e}_{\nu t}^*, \quad (2.18a)$$

$$\kappa_{DC} = \frac{n\omega\epsilon_0}{2} \int dF \Delta n_{DC} \vec{e}_{\mu t} \vec{e}_{\mu t}^*, \quad (2.18b)$$

und der Definition von $\Delta\beta = \beta_\mu + \beta_\nu - 2\pi/\Lambda$ sowie der Substitution der Welle in Vorwärtsrichtung mit $R = A_\mu \exp[-i(\Delta\beta z - \Phi)/2]$ und Rückwärtsrichtung $S = B_\nu \exp[i(\Delta\beta z - \Phi)/2]$ vereinfacht werden zu

$$\frac{dR}{dz} = -i\sigma R - i\kappa_{AC}^* S, \quad (2.19a)$$

$$\frac{dS}{dz} = i\sigma S + i\kappa_{AC} R, \quad (2.19b)$$

mit dem Rückkopplungskoeffizienten κ_{AC} und der Definition des Selbstkopplungskoeffizienten

$$\sigma = \kappa_{DC} + \frac{1}{2} \left(\Delta\beta - \frac{d\Phi}{dz} \right). \quad (2.20)$$

Dabei tritt die stärkste Kopplung zwischen vor- und rücklaufender Mode für $\sigma = 0$ auf. Die DGL können durch nochmaliges Ableiten der Gleichungen (2.19) entkoppelt und mittels eines Exponentialansatzes gelöst werden. Die Lösungsfunktionen können vollständig durch Einsetzen der Randbedingungen $R(0) = 1$ (vor dem FBG propagiert die Anregungswelle ungestört) und $S(L) = 0$ (hinter dem Gitter der Länge L kann keine rückwärtsgerichtete Welle mehr erzeugt werden) in die Exponentialansätze sowie in die Gleichungen

(2.19) bestimmt werden zu:

$$R(z) = \frac{\sigma \sinh(\alpha[L - z]) - i\alpha \cosh(\alpha[L - z])}{\sigma \sinh(\alpha L) - i\alpha \cosh(\alpha L)}, \quad (2.21a)$$

$$S(z) = \frac{-\kappa_{AC} \sinh(\alpha[L - z])}{\sigma \sinh(\alpha L) - i\alpha \cosh(\alpha L)}, \quad (2.21b)$$

mit der Substitution $\alpha^2 = |\kappa_{AC}|^2 - \sigma^2$. Der amplitudenbezogene Reflexionskoeffizient $\rho = S(0)/R(0)$ bzw. der intensitätsbezogene Reflexionskoeffizient $|\rho|^2$ ergibt sich dann als

$$|\rho|^2 = \frac{|\kappa_{AC}|^2 \sinh^2(\alpha L)}{|\kappa_{AC}|^2 \cosh^2(\alpha L) - \sigma^2}. \quad (2.22)$$

Für homogene FBG ohne Chirp ($\Phi \neq f(z)$) folgt bei maximaler Kopplung zwischen den Moden, d.h. im Reflexionspeak, aus $\sigma = 0$ für die Reflektivität $|\rho|^2$:

$$|\rho|^2 = \tanh^2(\kappa_{AC} L), \quad (2.23)$$

mit dem Kopplungskoeffizienten $\kappa_{AC} = \pi \Delta n_{AC, \max} \eta / \lambda$, bei dem das Modenüberlappintegral für Kopplung zweier identische Moden mit dem normierten Brechzahlprofil $\Delta n_{AC} / \Delta n_{AC, \max}$ ausgedrückt werden kann als $\eta = (\int dF \Delta n_{AC} / \Delta n_{AC, \max} \vec{e}_{\mu t} \vec{e}_{\mu t}^*) / (\int dF \vec{e}_{\mu t} \vec{e}_{\mu t}^*)$. Für eine homogene Brechzahlverteilung über den gesamten Kern gilt näherungsweise $\eta \approx 1$ [19]. Analog ergibt sich für homogene FBG $\kappa_{DC} = 2\pi \Delta n_{DC, \max} \eta / \lambda$. Für die Bragg-Wellenlänge folgt aus der Phasenanpassungsbedingung ($\Delta\beta = 0$) für identische Moden

$$\lambda_{FBG} = 2n_{\text{eff}} \Lambda. \quad (2.24)$$

Ebenso folgt aus $\sigma = 0$ eine Verschiebung der Reflexionswellenlänge λ_{\max} gegenüber eben jener rechnerischen Bragg-Wellenlänge λ_{FBG} durch eine Änderung der effektiven Brechzahl. Durch Umstellen von $\kappa_{DC}(\lambda = \lambda_{\max}) = -\Delta\beta/2 = -2\pi n_{\text{eff}} / \lambda_{\max} + \pi / \Lambda$ und einsetzen von Gl. (2.24) folgt [34]

$$\lambda_{\max} = \lambda_{FBG} \left(1 + \frac{\Delta n_{DC} \eta}{n_{\text{eff}}} \right), \quad (2.25)$$

bzw. praxisrelevanter [35], mit der Definition der Bragg-Wellenlängenverschiebung

$$\Delta\lambda_{FBG} = \lambda_{\max} - \lambda_{FBG} = \frac{\Delta n_{DC} \eta \lambda_{FBG}}{n_{\text{eff}}}. \quad (2.26)$$

Neben Reflektivität, Bragg-Wellenlänge und ihrer Verschiebung kann auch eine Definition der spektralen Breite eines homogenen FBG aufgestellt werden. Eine Variante wird über die beiden ersten Nullstellen, für die $|\rho|^2 = 0$ gilt, definiert. Das heißt, es werden

in Gleichung (2.22) Argumente mit $\alpha L = i\pi$ gesucht. Unter der Annahme $\kappa_{\text{DC}} = 0$ folgt daraus $2\sqrt{\pi^2 + \kappa_{\text{AC}}^2 L^2} = L \cdot \Delta\beta \approx 4\pi L n_{\text{eff}} (\lambda_{\text{FBG}} - \lambda_0) / \lambda_0^2$ und umgestellt nach dem Abstand zwischen den beiden Nullstellen

$$2(\lambda_{\text{max}} - \lambda_0) = 2\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_{\text{FBG}} \eta \Delta n_{\text{AC}}}{n_{\text{eff}}} \sqrt{1 + \frac{\lambda_{\text{FBG}}^2}{(L \eta \Delta n_{\text{AC}})^2}}. \quad (2.27)$$

Zwei Näherungsfälle können nun unterschieden werden. Einerseits gilt für schwache FBG $\lambda/L \gg \eta \Delta n_{\text{AC}}$, sodass $2\Delta\lambda_0 \rightarrow \lambda_{\text{FBG}}^2 / (n_{\text{eff}} L)$ folgt, d.h. die Reflexionsbandbreite wird maßgeblich von der Gitterlänge L bestimmt. Andererseits folgt für starke FBG aus $\lambda/L \ll \eta \Delta n_{\text{AC}}$: $2\Delta\lambda_0 \rightarrow \lambda_{\text{FBG}} \eta \Delta n_{\text{AC}} / n_{\text{eff}}$, sodass in diesem Fall die spektrale Breite unabhängig von der Gitterlänge wird. Das Licht der Reflexionswellenlänge dringt damit nicht mehr über die gesamte Gitterlänge in das FBG ein und seine spektrale Breite wird hauptsächlich durch Δn_{AC} bestimmt. Für hochreflektierende FBG stimmt die Bandbreite, bestimmt aus dem Abstand der ersten zwei Minima, näherungsweise mit der Definition der Halbwertsbreite (Wellenlängenabstand bei $|\rho|^2/2$, in dieser Arbeit genutzt) überein [19].

2.3 Simulation von Faser-Bragg-Gittern

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die analytische Lösung der gekoppelten Modengleichungen für homogene Gitter hergeleitet und wichtige Gittereigenschaften abgeleitet. Die Reflektivität, Bragg-Wellenlänge und spektralen Bandbreite nach Abschnitt (2.2.2) werden im experimentellen Alltag zur qualitativen Abschätzung der FBG genutzt. Zur exakten Beschreibung realer Gitterstrukturen eignen sie sich aber nur bedingt, weil oftmals keine homogenen Brechzahlprofile vorliegen. Besonders auf die in dieser Arbeit hergestellten, mit fs-Pulsen eingeschriebenen Gitter trifft das zu. Deshalb sollen in diesem Abschnitt zuerst allgemein die numerischen Methoden zur Beschreibung von inhomogenen (apodisierten, getaperten, gechirpten) Fasergittern vorgestellt werden, bevor im Anschluss speziell auf die Transfermatrixmethode eingegangen wird, die für eigene Simulationen in *Matlab®* programmiert wurde.

2.3.1 Simulationsmethoden im Überblick

Die Kopplung zweier Moden für Gitter mit inhomogenen Δn_{AC} -, Δn_{DC} -Brechzahlverteilungen entlang der Gitterachse kann ähnlich zu Abschn. 2.2.2 über zwei gekoppelte Modengleichungen beschrieben werden, die numerisch durch direkte Integration mittels Runge-Kutta-Algorithmus gelöst werden können. Diese Methode ist im Vergleich zu den Folgenden sehr zeitaufwendig [32]. Methoden basierend auf Matrixrechnung sind einfacher in verschiedenen Programmierumgebungen umsetzbar, weniger rechenaufwendig und damit schneller. Die zwei bekanntesten sind die Methode über Transfermatrizen [36] und

die Methode nach Rouard [37].

Bei der Transfermatrixmethode wird das Gitter als stückweise homogen betrachtet, sodass für jedes Teilstück die analytische Lösung für homogene Gitter verwendet werden kann und sich eine Transfermatrix aufstellen lässt. Die Spektren apodisierter und gechirpter FBG sind mit dieser Methode simulierbar [32], auch Phasensprünge können über eine entsprechende Matrix berücksichtigt werden. Diese Methode ist im Allgemeinen für FBG und Transmissionsgitter anwendbar. Für die Diskretisierung, d.h. die Zerlegung in homogene Teilgitter der Länge Δz , dürfen die Schritte nicht zu klein gewählt werden, sodass $\Delta z \gg \Lambda$ gewährleistet ist.

Bei der Methode nach Rouard wird das Fasergitter ebenfalls als Schichtsystem betrachtet, aber in diskrete, komplexe Reflektoren zerlegt. Jede Gitterperiode wird durch eine Propagationsmatrix und eine Reflektormatrix beschrieben [38]. Die numerische Stabilität dieser Methode ist vergleichbar zu der Transfermatrixmethode. Sie liefert genauere Ergebnisse für Simulation schwachreflektierender Fasergitter, aber eignet sich schlechter zur Beschreibung hochreflektierender und wird zudem ineffektiv für lange Fasergitter, weil jede Periode einzeln abgearbeitet wird. Die vorgestellten Methoden werden vorwiegend zur Simulation der Gitterspektren genutzt, bieten aber auch die Möglichkeit, die propagierenden Felder und damit die Feldverteilungen entlang des Fasergitters zu beschreiben [39, 40]. Somit können Fasergitter sowohl makroskopisch (Gitterspektren) als auch mikroskopisch (Feldverteilungen) simuliert werden.

2.3.2 Transfermatrixmethode für inhomogene Faser-Bragg-Gitter

Zur Simulation der FBG über die Transfermatrixmethode werden die Gitter in Teilschnitte konstanter Länge Δz zerlegt, innerhalb derer der Chirp Φ_m und die Brechzahländerungen $\Delta n_{AC,m}$, $\Delta n_{DC,m}$, und damit auch die entsprechenden Koppelkonstanten $\kappa_{AC,m}$ und $\kappa_{DC,m}$ als konstant angenommen werden (siehe Abb. (2.5)). Für jedes dieser

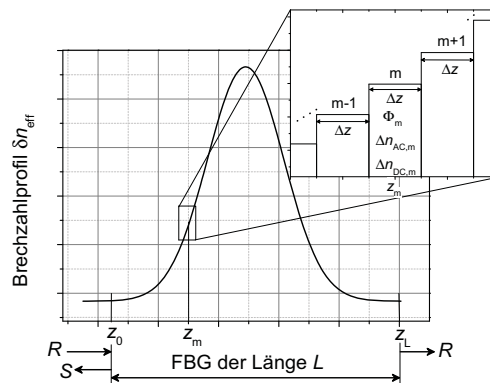


Abb. 2.5: Skizze zur Veranschaulichung der Transfermatrixmethode zur Simulation von FBG-Spektren.

homogenen Teilgitter lässt sich eine sog. Transfermatrix T^m mit komplexen, wellenlängenabhängigen Einträgen ermitteln

$$T^m = \begin{bmatrix} \cosh(\alpha\Delta z) + i\frac{\sigma}{\alpha} \sinh(\alpha\Delta z) & i\frac{\kappa_{AC}}{\alpha} \sinh(\alpha\Delta z) \\ -i\frac{\kappa_{AC}}{\alpha} \sinh(\alpha\Delta z) & \cosh(\alpha\Delta z) - i\frac{\sigma}{\alpha} \sinh(\alpha\Delta z) \end{bmatrix}, \quad (2.28)$$

mit $\alpha^2 = |\kappa_{AC}|^2 - \sigma^2$. Für sie gilt im Zusammenhang mit dem vorwärts propagierenden Referenzfeld $R(z)$ und dem rückwärtsgerichteten Signalfeld $S(z)$:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} R(z_m = z_{m-1} + \Delta z) \\ S(z_m = z_{m-1} + \Delta z) \end{bmatrix} &= T^m \begin{bmatrix} R(z_{m-1}) \\ S(z_{m-1}) \end{bmatrix} = T^m \cdot T^{m-1} \cdot \dots \cdot T^1 \begin{bmatrix} R(z_0) \\ S(z_0) \end{bmatrix} \\ &= T^M \begin{bmatrix} R(z_0) \\ S(z_0) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

mit

$$T^M = \prod_{l=m}^1 T^l = \begin{bmatrix} T_{11}^M & T_{12}^M \\ T_{21}^M & T_{22}^M \end{bmatrix}. \quad (2.30)$$

Für das Gesamtsystem des FBG mit $z_0 = 0$ und $z_L = L$ lässt sich entsprechend Gl. (2.30) eine Gesamtmatrix T finden, mit der sich die Felder bestimmen lassen:

$$R(L) = T_{11}R(0) + T_{12}S(0), \quad (2.31a)$$

$$S(L) = T_{21}R(0) + T_{22}S(0). \quad (2.31b)$$

Zu beachten ist, dass die Felder wellenlängenabhängig sind. Mit den Randbedingungen $R(0) = 1$ und $S(L) = 0$ folgt schließlich aus (2.31b) für den komplexen Reflexionskoeffizienten

$$r(\lambda) = \rho(\lambda) = \frac{S(0)}{R(0)} = -\frac{T_{21}}{T_{22}}. \quad (2.32)$$

Analog lässt sich aus (2.31a) und $\det T = 1$ der komplexe, wellenlängenabhängige Transmissionskoeffizient bestimmen zu

$$t(\lambda) = \frac{R(L)}{S(0)} = \frac{1}{T_{22}}. \quad (2.33)$$

Somit kann nun für ein beliebig gechirptes, apodisiertes oder getapertes Gitterprofil das reelle Reflexionsspektrum $|\rho|^2 = |r|^2$ ermittelt werden. In Abbildung 2.6 ist ein Vergleich von verschiedenen Brechzahlprofilen und den sich daraus ergebenden Spektren dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die bessere Seitenmodenunterdrückung und die geringere spektrale Breite im Fall eines gaußförmigen Brechzahlprofils (vgl. schwarze und grüne Kurve). Eine positive Δn_{DC} -Komponente verursacht eine Rotverschiebung des Spektrums (rote Kurve) und induziert eine Asymmetrie im Fall des gaußförmigen Verlaufs in Form eines Seitenpeak auf der kurzwelligen Seite des Bragg-Peaks (blaue Kurve).

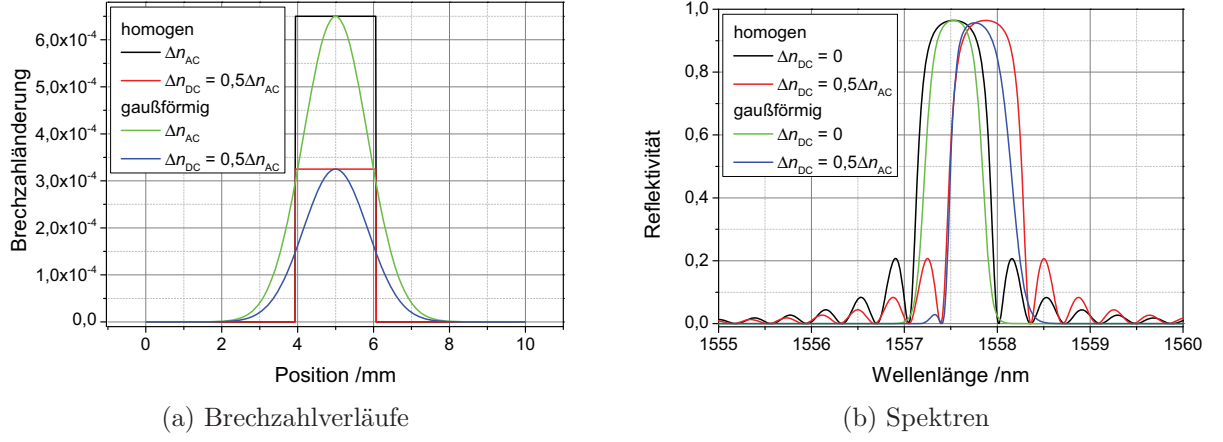


Abb. 2.6: Brechzahlprofile (a) und Spektren (b) für homogene und gaußförmig-apodisierte FBG. Dabei wurden die einhüllenden Verläufe der Brechzahl in (a) dargestellt.

Zur Bestimmung der Feldverteilungen $R(z_m)$ und $S(z_m)$ an der Position z_m innerhalb des FBG werden in Gl. (2.31) die Transfermatrizelemente durch die entsprechenden T^M -Elemente ersetzt. Um die unbekannte reflektierte Komponente $S(0)$ zu ersetzen wird die Definition des Reflexionskoeffizienten genutzt und es folgt:

$$R(z_m) = [T_{11}^M + T_{12}^M \cdot r(\lambda)]R(0), \quad (2.34a)$$

$$S(z_m) = [T_{21}^M + T_{22}^M \cdot r(\lambda)]R(0). \quad (2.34b)$$

Die einzelnen, komplexen Feldverteilungen können so bestimmt und mit $E(z_m) = R(z_m) + S(z_m)$ ebenfalls die komplexe Gesamtfeldamplitude sowie die Intensitätsverteilung aus $|R(z_m)|^2 + |S(z_m)|^2$ ermittelt werden.

3 Klassifizierung von Faser-Bragg-Gittern

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die theoretische Beschreibung von Faser-Bragg-Gittern im Vordergrund stand, wird nun konkret auf die Realisierung einer Brechzahländerung im Glas eingegangen. Im ersten Abschnitt werden deshalb zuerst die verschiedenen Modelle zur Ursache der Photosensitivität von Glas vorgestellt, die eine Brechzahländerung durch Strahlungseinwirkung erklären. Ausgangspunkt ist die Diskussion der herkömmlichen UV-Photosensitivität, die stark von der Glaszusammensetzung und verwendeten Lichtquelle abhängt und dadurch die Herstellung von FBG in aktiv-dotierten Fasern für Faserlaseranwendungen beschränkt. Diese Einschränkung kann mit Hilfe der Verwendung hochintensiver Laserstrahlungsquellen und damit der Ermöglichung von Multiphotonenabsorptionsprozessen überwunden werden. Die grundlegenden Mechanismen der Wechselwirkung von hochintensiver, gepulster Laserstrahlung mit Glas sollen dazu kurz erläutert werden. Im zweiten Abschnitt wird dann konkret auf die relevanten Herstellungstechniken von FBG, mit ihren Vor- und Nachteilen und Kombinationsmöglichkeiten mit verschiedenen Laserlichtquellen eingegangen. Entsprechend des dominierenden Photosensitivitätsmechanismus bzw. der Brechzahlmodifikationsart ergeben sich abhängig von der Herstellungstechnik und verwendeten Laserquelle verschiedene Gittertypen, die sich nach ihrer thermischen Beständigkeit und spektralen Charakteristik gliedern lassen. Damit wird dieses Kapitel mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Gittertypen, die bei UV- bzw. fs-Puls-Belichtung entstehen können, abgeschlossen.

3.1 Photoinduzierte Brechzahl- und Materialmodifikationen

Dieser Abschnitt soll einen Überblick über die Modelle geben, mit denen die Wechselwirkung von Licht und Glas, die zu einer Brechzahländerung führen, von einem materialwissenschaftlichen Standpunkt aus beschrieben werden. Erste Berichte über die Bildung eines FBG in einer Germanosilikatglasfaser, durch die Interferenz von propagierendem und am Faserende teilweise reflektiertem Licht eines Argonionenlasers, wurden 1978 von *Hill et al.* veröffentlicht [41]. Später wurde gezeigt, dass bei diesem Experiment ein Zweiphotonenabsorptionsprozess stattfand [42]. Effektiver ist die Herstellung von FBG durch Ausnutzung eines Einphotonenabsorptionsprozesses bei UV-Belichtung [43]. Beiden Prozessen liegt die Existenz eines entsprechenden Absorptionsbandes im UV zu Grunde,

durch dessen optische Anregung überhaupt erst eine Brechzahländerung bewirkt werden kann. Für die Photosensitivität bzgl. der UV-Bestrahlung mit geringen Intensitäten muss der Glasfaserkern eine geeignete Dotierung bzw. Sensibilisierung besitzen, um solche spezifischen Absorptionsbänder aufzuweisen. Für die Erklärung der erzeugten Brechzahländerung durch UV-Bestrahlung existieren verschiedene Modellvorstellungen, auf die im ersten Teilabschnitt detaillierter eingegangen wird. Um die FBG-Herstellung auch auf Fasern auszuweiten, die keine herkömmliche UV-Photosensitivität zeigen, sind intensitätsstarke Laserquellen notwendig, die Multiphotonenabsorptionsprozesse zum Überwinden der optischen Bandkante des Glases ermöglichen. Auf Mechanismen im Glas, die bei intensitätsstarker Bestrahlung stattfinden, wird im zweiten Teilabschnitt eingegangen.

3.1.1 UV-Photosensitivität

Unter der herkömmlichen UV-Photosensitivität wird im Folgenden die Änderung der Brechzahl durch Bestrahlung mit UV-Laserlicht geringer Pulsspitzenleistung, d.h. cw und Pulse bis in den ns-Bereich, verstanden. In diesem Fall wird eine Brechzahländerung hauptsächlich auf die Anregung bereits vorhandener, herstellungsbedingter Punktdefekte im Glas oder Absorption durch spezielle Kodotanden zurückgeführt. Sowohl eine Brechzahländerung durch eine Absorptionsänderung (Farbzentrenmodell), als auch eine Änderung des Spannungszustandes bzw. eine Volumenänderung (Verdichtungsmodell) werden in diesem Zusammenhang diskutiert.

Farbzentrenmodell und UV-absorbierende Defekte

Dem Farbzentrenmodell liegt eine photoinduzierte Absorptionsänderung im ultravioletten (UV) und visuellen (VIS) Spektralbereich zu Grunde, die eine Brechzahländerung im nahen Infrarot (NIR) verursacht [44]. Der Zusammenhang zwischen Absorption und Brechzahl kann mathematisch über eine Kramers-Kronig-Relation beschrieben werden [45]. Anschaulich ändert sich durch Strahlungsanregung die Polarisierbarkeit eines Defekts oder Absorptionszentrums. Von dieser Änderung in der Elektronenkonfiguration werden nur wenige umliegende Atome beeinflusst, sodass zum übrigen Glasnetzwerk eine geringe Kopplung besteht und mikroskopische Spannungsänderungen in dieser Modellvorstellung vernachlässigt werden [46]. Die UV-anregbaren Defekte bzw. Absorptionszentren können durch die Kodotierung des Glases mit speziellen Atomen wie Germanium oder Cer erzeugt und durch die Herstellungsbedingungen der Faserpreform und Faser beeinflusst werden. Zum Beispiel können sich bei der MCVD-basierten Faserpreformherstellung verschiedene Suboxide bilden, weil kein vollständiger Stoffumsatz möglich ist [47], und innerhalb des Glasnetzwerkes als Punktdefekte auftreten. Die Defektbildung wird ebenfalls durch das anschließende Kollabieren der Preform und den Faserziehprozess beeinflusst [48]. Auf einige anwendungs- und forschungsrelevante Glaskomponenten und Dotanden soll kurz bezüglich ihrer intrinsischen und UV-strahlungsinduzierten Absorptionsbanden

und Defekte eingegangen werden.

In reinen Silikatgläsern treten herstellungsbedingt verschiedene Sauerstoffdefizitzentren (engl.: oxygen deficiency center, Abk.: ODC) auf, die die UV-Photosensitivität bestimmen [49]. Die zwei wichtigsten Konfigurationen der ODCs werden in der Literatur als ODCI ($\equiv\text{Si-Si}\equiv$, \equiv bindende Elektronenpaare mit benachbarten Sauerstoffatomen) und ODCII ($=\text{Si}\cdot$, \cdot freies Elektronenpaar) bezeichnet. Sie unterscheiden sich in ihrer Reaktion auf eine Photoanregung. Dem zweifach koordinierten Silizium im Fall des ODCII wird für das Farbzentrenmodell die größere Bedeutung beigemessen, weil sich durch UV-Bestrahlung nur die Elektronenkonfiguration in den Atomorbitalen ändert, die zu einer UV-Absorptionsänderung führt [50]. In [51] wird dem ODCII das Absorptionsband um 250 nm zugeschrieben, sowie die Photolumineszenzbänder bei 280 nm und 470 nm. ODCII gelten als Vorläuferdefekte für verschiedene andere Defekte, die durch UV-Bestrahlung erzeugt werden können, wie z.B. Si-bezogene Elektronenzentren SiE' ($\equiv\text{Si}\cdot$, \cdot ungepaartes Elektron) mit einer breiten Absorptionsbande zwischen 214-218 nm und nichtbrückenbildende Sauerstofflochzentren (engl.: nonbridging oxygen hole center, Abk.: NBOHC, $\equiv\text{Si-O}\cdot$) mit ihrer typischen Fluoreszenz bei 630 nm [49, 51, 52].

Für Telekommunikations- und Sensorikanwendungen sind germaniumdotierte Silikatglasfasern von herausragender Bedeutung und wurden besonders intensiv untersucht. Für die UV-Photosensitivität spielen Ge-basierte Sauerstoffdefizitzentren ebenfalls eine wichtige Rolle und zeigen ähnliche Eigenschaften wie die oben erläuterten Si-ODCs [50]. Durch UV-Anregung werden Fehlbindungen zwischen Ge- und Si/Ge-Atomen, sog. GeO-Defekte ($\equiv\text{Si-Ge}\equiv$) als spezielle Ge-ODCs, mit einer starken Absorptionsbande bei 240 nm (siehe Abb. 3.1), aufgebrochen. Das führt zur Bildung anderer Defekte, z.B. GeE' -Zentren ($\equiv\text{Ge}\cdot$), absorbierend um 205 nm, und sog. Ge(1,2)-Defekten [44]. Bei letzteren ist ein ungebundenes Elektron an einem, im Netzwerk eingebauten Ge-Atom lokalisiert [53] und erzeugt eine Absorption bei etwa 280 nm bzw. 213 nm, je nach Konfiguration des Ge-Atoms. Für eine ausführlichere Erklärung der Farbzentrenanregung und -bildung wird z.B. auf [19] verwiesen.

Zur Herstellung von laseraktiven, seltenerd-dotierten Fasern ist die Kodotierung mit Phosphor und Aluminium notwendig, um Photolumineszenzquenching und Clusterbildung bei hohen Gehalten laseraktiver Seltenerd-Atome zu vermeiden [54]. Trotz einer geringeren UV-Photosensitivität im Vergleich zu Ge-dotierten Gläsern [55] ist auch in Alumosilikatglasfasern die Erzeugung von Brechzahländerungen und Herstellung von FBG möglich [56]. Durch UV-Bestrahlung wird in Alumosilikatglas neben den silikatbasierten Defekten noch eine Zusatzabsorption durch Al-OHCs (engl.: oxygen hole center, Sauerstofflochzentren) mit Absorptionsbanden zentriert um 388 nm und 539 nm sowie AlE' -Zentren, absorbierend um 302 nm, erzeugt, die im Absorptionsspektrum überlagert als Breitbandabsorption vom VIS bis in das NIR erscheinen [57]. In phosphatbasierten Gläsern werden durch UV-Bestrahlung ebenfalls Sauerstoffloch- und Elektronenzentren erzeugt. Die PE' -Zentren besitzen Absorptionsbanden im UV bei 210 nm und 232 nm. Abhängig von der

verwendeten UV-Leistung werden durch Bestrahlung verschiedene P-OHC mit Absorptionen im langerwelligeren Bereich gebildet. Sog. P-OHC₁ besitzen einen Absorptionspeak bei 300 nm und treten schon bei Belichtung mit einer Hochdruckquecksilberlampe auf. Bei Verwendung eines 193 nm-Argonionenlasers treten zudem noch P-OHC₂ auf, mit drei typischen Absorptionsbanden bei 322 nm, 424 nm und 525 nm [58, 59]. In Phosphosilikatglasfasern konnten ebenfalls Indexänderungen erzielt und FBG realisiert werden [60], wobei die UV-Photosensitivität bei der Verwendung 193 nm-Laserstrahlung größer ist als bei 248 nm.

Neben den genannten Si-, Al- und P-bezogenen Defekten kann bei der Seltenerd-kodotierung von Phosphor- oder Alumosilikatfasern ebenfalls eine Änderung des Valenzzustandes des Seltenerdions auftreten. Auf zwei, für die Arbeit relevante Seltenerden, Ytterbium (Yb) und Cer (Ce), soll kurz eingegangen werden.

Eine Yb-Kodotierung von Alumosilikatglasfasern spielt eine wichtige Rolle im Hinblick auf Faserlaseranwendungen. Das Yb³⁺-Ion zeigt den gewünschten Laserübergang bei 976 nm, d.h. im NIR. Es kann bei UV-Belichtung eine photoinduzierte Reduktion zu Yb²⁺ stattfinden, die aber eine vernachlässigbare Rolle spielt. Entscheidender ist die Bildung von Al- und Si-bezogenen Defekten. Bei Bestrahlung mit einer intensitätsschwachen Deuteriumlampe ist keine Absorptionsänderung nachweisbar [61], aber durch Laserbelichtung mit 193 nm oder mit Gammastrahlung wird eine starke Breitbandabsorption, verursacht durch Al-OHCs [62], erzeugt [57]. Die induzierte Al-OHC-Absorption im VIS-NIR-Bereich wirkt sich nachteilig auf den Laserbetrieb aus, weil Pumpleistung bereits durch diese Defekte absorbiert wird und damit nicht mehr zur Inversionsbildung beitragen kann. Al-OHCs können neben UV-Bestrahlung auch durch das NIR-Pumplicht des Faserlasers selbst erzeugt werden [62, 63], sog. NIR-Photodarkening, und zu einer Leistungsdegradation des Faserlasers führen [64]. Neben einer Wasserstoffbeladung [65] oder günstiger Al-P-Kodotierung [66] kann die NIR-induzierte Absorption auch durch eine Ce-Kodotierung minimiert werden [67]. Im Rahmen der Arbeit wurde aus diesem Grund neben den Yb-Al-dotierten Fasern auch eine Ce-kodotierte Faser untersucht. Der Einfluss einer Ce-Dotierung auf die Photosensitivität und die Absorptions- und Fluoreszenzeigenschaften von Silikatglasfasern wird deshalb im Folgenden kurz zusammengefasst.

Die UV-Photosensitivität Ce-dotierter Fasern ohne Yb wurde schon ab den 1960ern untersucht [68] und stellte sich als vergleichbar zu der von Ge-dotierten Fasern heraus [69, 70]. Der Valenzzustand des Ce-Ions hängt dabei stark von den Schmelz- und Kollabierbedingungen der Faserpreform und der Bestrahlungsart ab. Ce³⁺ wird durch Schmelzen und Kollabieren unter reduzierender Atmosphäre sowie mittels UV- oder Röntgenbestrahlung aus Ce⁴⁺ erzeugt [71]. Typisch für Ce³⁺ ist eine Absorptionsbande bei 290 nm–315 nm [70, 72], deren Lage sich abhängig von der Glaszusammensetzung verschieben kann [73, 74]. Ce⁴⁺ zeigt eine breite UV-Absorption um 270 nm, deren Ursache in Ladungstransferbändern vermutet wird, aber keine typische Fluoreszenz. Es wird unter oxidierenden Kollabierbedingungen in reinem Silikatglas gebildet, aber eine Kodotierung mit Al bzw.

P führt unter den gleichen Bedingungen zur Bildung von Ce^{3+} (vgl. Abb. 3.1).

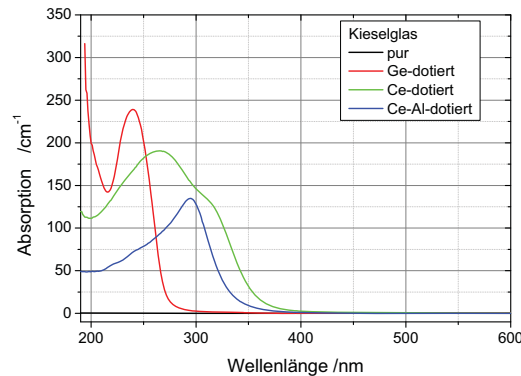


Abb. 3.1: Absorptionsverläufe, gemessen an verschiedenen dotierten, oxidierend kollabierten Preformkernregionen [75]. Deutlich zu erkennen ist die typische GeO -Defektbande bei 240 nm bei Ge-dotiertem Kern sowie für die Ce-Proben die Ce^{4+} -Bande um 270 nm und Ce^{3+} -Bande bei 300 nm.

UV-induzierte Spannungsänderung und Verdichtungsmodell

Über eine Absorptionsänderung, d.h. über das Farbzentrenmodell allein lassen sich die beobachteten Brechzahländerungen durch UV-Bestrahlung nicht vollständig erklären [72, 76]. Nach Abschätzungen über die Kramers-Kronig-Relation lässt das Farbzentrenmodell maximal eine Indexänderung von $2 \cdot 10^{-4}$ zu, jedoch wurden Brechzahländerungen im Bereich von 10^{-3} erzielt [77]. Zwei weitere Modelle zur Brechzahlmodifikation wurden vorgeschlagen.

Das sog. stress-relief-Modell beschreibt die Indexänderung über eine Zugspannungsentlastung durch Aufbrechen von Fehlbindungen [46, 78]. Die erhöhte Zugspannung tritt herstellungsbedingt, durch die unterschiedlichen thermischen Eigenschaften von Kern- und Mantelbereich, in der Faser auf.

Im Gegensatz dazu, wurde in [79] von einer starken Spannungszunahme durch UV-Belichtung berichtet. Aus dem photoelastischen Effekt folgt daraus eine Brechzahlabsenkung, aber ein Anstieg wurde registriert. Eine Erklärung liefert das sog. Verdichtungsmodell [80], nach dem der beobachtete Brechzahlanstieg auf einer Verdichtung des Glasnetzwerkes durch die UV-Anregung von ODC-Defekten zurück zu führen ist [50, 53, 81]. Die Brechzahländerung im FBG ist damit eine Kombination aus Volumenverdichtung und Zugspannungserhöhung durch UV-Belichtung, wobei der Effekt der Brechzahlerhöhung durch Verdichtung gegenüber der Brechzahlabsenkung durch Spannungserhöhung überwiegt [77, 82]. Eine Verdichtung durch UV-Bestrahlung in Germanosilikatgläsern und -fasern [56] sowie alumosilikatbasierten [56] und seltenerd-kodierten Preformscheiben [72, 83] konnte mittels verschiedener Techniken, wie Rasterkraftmikroskopie und interferometrischen Messungen, nachgewiesen werden. Als Ursache der Verdichtung wurde durch

Raman-spektroskopische Untersuchungen eine Umwandlung von 6fach-Si/Ge-Ringen in kleinere 3- und 4fach Ringstrukturen identifiziert [84].

Zusammenfassend formulierten *Gusarov und Doyle* [85] die Hypothese, dass die Effekte im Glas, die zur UV-Photosensitivität beitragen, zu komplex sind, um mit einem einzigen Modell erklärt werden zu können, sondern vielmehr die verschiedenen Modellvorstellungen ineinander greifen. Beide Modelle bzw. Farbzentren- und Verdichtungsdefekte existieren gleichzeitig und können in dieser kombinierten Modellvorstellung während der Belichtung ineinander umgewandelt werden.

Erhöhung der UV-Photoempfindlichkeit

Zur Erhöhung der UV-Photoempfindlichkeit sind verschiedene Faserbehandlungen möglich, für Ge-dotierte Fasern z.B. in [19] Kap. 2.7 zusammengefasst. Die UV-Photoempfindlichkeit von Ge-, aber auch P- und Al-kodotierten Fasern kann durch das Kollabieren der Faserpreform unter reduzierender Atmosphäre, unter Verwendung von N_2 oder He, erhöht werden. Ähnlich verhält es sich mit der nachträglichen Wasserstoffbeladung. Durch die Eindiffusion von molekularem Wasserstoff werden OH^- -Ionen gebildet, die eine Dämpfungserhöhung im NIR verursachen. Unter UV-Bestrahlung bilden sie aber Si-OH-, Ge-OH-Bindungen und ODCs, sodass die Photosensitivität gesteigert wird. Für wasserstoffbeladene Fasern wird angenommen, dass die Farbzentrenbildung den dominierenden Beitrag zur Photosensitivität liefert und UV-induzierte Spannungen und Volumenänderungen vernachlässigbar sind [56, 86]. Eine Kodotierung mit Zinn und Bor wirkt ebenfalls positiv auf die UV-Photosensitivität von Germanosilikatglasfasern. Für die B-Kodotierung wurde aber keine strahlungsinduzierte Absorptionserhöhung festgestellt, sodass in diesem Fall ein spannungsbedingter Einfluss auf die Photosensitivität vermutet wird [87]. Für alumosilikatbasierte Yb-dotierte (Laser-)Fasern erwies sich eine Kodotierung mit Cer vorteilhaft zur Steigerung der UV-Photosensitivität [14]. Durch geeignetes Faserdesign kann die geringe Photosensitivität von Laserfasern ebenfalls überwunden werden, indem z.B. ein hochphotosensitiver Ge-Ring um den laseraktiven Yb-dotierten Kern angeordnet wird. Mit dieser Konfiguration wurde bereits 1997 ein FBG-stabilsierter Er/Yb-Faserlaser demonstriert [3].

3.1.2 Materialmodifikationen durch Femtosekundenpulse

Mit der Verwendung von fs-Pulsen wird eine materialunabhängige Mikrostrukturierung von Gläsern möglich. Bei sehr hohen Intensitäten von 1 GW/cm^2 bis zu 10 TW/cm^2 , die mit fokussierten fs-Pulsen erreicht werden, finden nichtlineare Absorptionsprozesse im Fokusgebiet statt, die zu einer Anregung des Glasnetzwerkes und seiner Bestandteile führen. Die Multiphotonenabsorptionsprozesse zur Überwindung der optischen Bandkante des Glases setzen keine spezielle UV-Photosensitivität voraus. Das Glas muss keine speziellen Absorptionsbanden bei der Laserwellenlänge zeigen, sodass damit auch in Gläsern,

die für diese Wellenlänge vollständig transparent sind, strukturelle Änderungen erzeugt werden können. Welche mikroskopischen Änderungen im Material erzeugt werden und welche Absorptions- und Ionisationsprozesse ablaufen, hängt entscheidend von dem Material selbst, von der Laserpulsquelle und der Fokussierung der Pulse ab [88–90]. Im Folgenden werden Ionisation durch Multiphotonenabsorption, Lawinenionisation und Tunnelionisation zur Überwindung der optischen Bandkante kurz erläutert, bevor detaillierter auf die verursachten Materialmodifikationen eingegangen wird.

Bei der Tunnelionisation führen sehr starke Laserfelder zu einer Beeinflussung der Valenz- (VB) und Leitungsbandstruktur (LB) des Materials, sodass die Wahrscheinlichkeit für einen Tunnelprozess eines Elektrons vom VB in das LB steigt. Bei niedrigeren Laserintensitäten können Ladungsträger durch Multiphotonenabsorption im LB generiert werden. Mehrere Photonen werden dabei gleichzeitig absorbiert und so die optische Bandlücke überwunden. Im Fall von Kieselglas, mit einer Bandlückenenergie von 9 eV, ist bei der Bestrahlung mit 800 nm-fs-Pulsen (1,5 eV) dazu mindestens eine 6-Photonenabsorption (6PA) notwendig. Durch eine Dotierung des Kieselglases sinkt seine Bandlückenenergie, sodass bei einer Standardtelekommunikationsfaser mit etwa 3,5 mol% GeO_2 -Dotierung eine 5PA ausreicht [91]. Gleichzeitig zur Multiphotonenabsorption kann bei genügend langer Pulsdauer (>200 fs) und hoher Intensität eine Lawinenionisation auftreten. Ein Elektron, welches sich bereits im LB befindet, wird dabei durch das Laserfeld linear beschleunigt, bis seine Energie ausreicht, um über Stoßionisation ein weiteres Elektron vom VB in das LB anzuregen. Dieser Prozess führt zu einer exponentiellen Erhöhung der Anzahl freier Elektronen und zur Erzeugung eines Elektronen-Ionen-Plasmas. Sobald der Anregungspuls durch das Fokusgebiet durchgelaufen ist, geben die Elektronen ihre Energie über Elektronen-Phononen-Kopplung an das Festkörperrgitter ab.

Bevor im Weiteren ausschließlich auf Materialmodifikationen durch Laserpulsbestrahlung geringer Repetitionsrate eingegangen wird, soll zur Vollständigkeit der Unterschied zu hohen Repetitionsraten herausgestellt werden. Ab Pulswiederholraten von 200 kHz bilden sich im Fokusgebiet Wärmesenken (engl.: heat accumulation effect). Die Zeit zwischen zwei Pulsen ist hier vergleichbar mit der thermischen Diffusionszeit ($\geq 1 \mu\text{s}$), sodass ein Aufheizen des Fokusgebietes beobachtet wird [92, 93]. Die erzeugten Materialmodifikationen können sich somit weit über das Fokusgebiet hinaus erstrecken [94] und andere Strukturformen ausbilden als bei geringen Repetitionsraten [95].

Die strukturellen Materialmodifikationen bei geringen Repetitionsraten können als Additionen der Einzelpulsmodifikationen verstanden werden und unterscheiden sich nach den Bestrahlungsparametern. Bei sehr hohen Strahlungsintensitäten wird durch Lawinenionisation ein Plasma im Fokusgebiet erzeugt. Dieser Prozess wird von der Bildung einer Schockwelle zum umgebenden Material begleitet. Durch diese Art Mikroexplosion findet eine Materialzerstörung statt und ein Hohlraum mit einer verdichteten Grenzfläche zum Umgebungsmaterial kann entstehen.

Bei Verwendung geringerer Pulsenergien bzw. schwächerer Fokussierung können doppel-

brechende, anisotrope Strukturen, sog. Nanogitter, in Kieselglas erzeugt werden [96, 97]. Es handelt sich dabei vermutlich um Dichteviationen im Glas, die durch einen Interferenzeffekt der fs-Pulse und der Elektronen-Plasmawellen im laserinduzierten Plasma entstehen.

Durch eine weitere Verringerung der Pulsenergie können im Glas isotrope Brechzahlmodifikationen induziert werden. Anschaulich erwärmt bzw. schmilzt der Laserpuls in diesem Fall das Material im Fokusgebiet auf. Eine schnelle Abkühlung dieser Region durch das umgebende, kalte Material führt zum „Einfrieren“ der modifizierten Glasstruktur im Fokus. In Phosphatgläsern, die eine sinkende Dichte mit steigender Temperatur aufweisen, kann dadurch eine Brechzahlabsenkung erzeugt werden. Im Gegensatz dazu, wird für Silikatglas bei Erwärmung ein Dichteanstieg beobachtet. Dadurch kann ein Brechzahlanstieg bis zu 10^{-2} durch Bestrahlung erreicht werden [89]. Dieser Sachverhalt stellt eine, zur Defektanregung zusätzliche, thermische Ursache der Verdichtung bei fs-Puls-Belichtung dar. Generell wurde eine Verdichtung durch fs-Puls-Belichtung in verschiedenen silikatbasierten Gläsern durch Raman-Untersuchungen bestätigt [84, 98, 99]. Es wurde wieder eine sinkende Anzahl an großen Ringstrukturen und steigende Anzahl kleinerer ebenso wie eine Bindungswinkeländerung in der (Si-O-Si)-Anordnung festgestellt. Tomografische Messungen bestätigten zudem Spannungsänderungen in Fasern und Volumenproben [100, 101]. Für unbehandelte Germano-, Boro- und reine Silikatglasfasern dominiert für fs-Puls-Belichtung die Brechzahländerung nach dem modifizierten Verdichtungsmodell, d.h. inklusive der thermischen Ursache [84, 100, 102]. Im Fall von Phosphatgläsern [103] und wasserstoffbeladenen Germanosilikatglasfasern [86, 104] spielt aber die Farbzentrenbildung eine dominierende Rolle. Die Bildung von typischen Defekten wie z.B. E'-Zentren, ODCII und NBOHC in Silikatgläsern [105] und P-OHC in Phosphatgläsern [99], wurde nachgewiesen.

3.2 Herstellungstechniken für Faser-Bragg-Gitter

In diesem Abschnitt wird zuerst ein kurzer Abriss über die verschiedenen experimentellen Aufbauten zur FBG-Herstellung, welche heute vorwiegend genutzt werden, gegeben. Ebenso können die Herstellungstechniken aber auch nach den verwendeten Laserlichtquellen unterschieden werden. Die Vor- und Nachteile der verschiedenen Lichtquellen mit Bezug auf die FBG-Herstellung werden im zweiten Teil erläutert.

3.2.1 Experimentelle Techniken

Prinzipiell können verschiedene holografische Einschreibetechniken und das Punkt-zu-Punkt-Einschreiben zur FBG-Herstellung genutzt werden. Eine Übersicht der wichtigsten experimentellen Techniken ist in Abb. 3.2 gegeben.

Die holografischen Techniken basieren auf der Interferenz zweier kohärenter Strahlen, wie

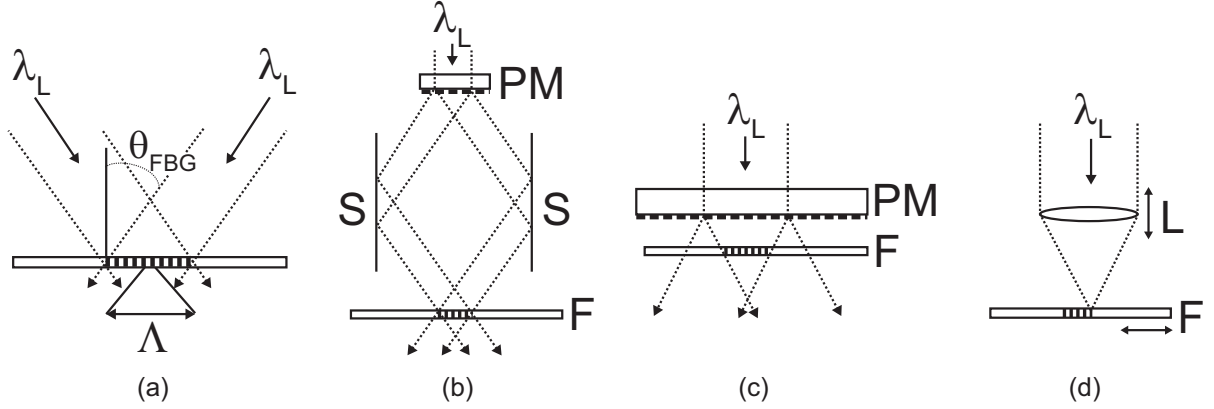


Abb. 3.2: Methoden zur Herstellung von Faser-Bragg-Gittern. Prinzip der Zweistrahlinterferenz (a) mit Anwendung im Phasenmasken-Interferometer (b) und der Phasenmaskentechnik (c). Die Punkt-zu-Punkt-Technik (d) ist dagegen eine direkte, sequentielle Herstellungsmethode.

in Abb. 3.2 dargestellt. Dabei wird die Periode des Interferenzmusters als Brechzahlmodulation in den Faserkern abgebildet. Es gilt

$$\Lambda = \frac{\lambda_L}{2 \sin \theta_{\text{FBG}}}, \quad (3.1)$$

mit der Bragg-Periode Λ , der Laserwellenlänge zum Einschreiben der Brechzahlmodulation λ_L und dem Einfallswinkel θ_{FBG} . Es wurden verschiedene Techniken entwickelt, die diese Zweistrahlinterferenz ausnutzen.

Interferometrische Techniken basieren auf der Strahlteilung und -rekombination desselben (z.B. Kap. 6 in [34]). Als Strahlteiler werden sowohl dielektrische Strahlteiler als auch Transmissionsphasengitter (Phasenmasken, PM) genutzt. Im Fall des **Phasenmasken-Interferometers** (PM-IFM) werden die ersten beiden Beugungsordnungen über zwei rotierbare, hochreflektierende Umlenkspiegel (S) rekombiniert und im Überlagerungsbereich die Faser platziert (Abb.3.2b). Bei symmetrischem Strahlengang gilt folgender Zusammenhang zwischen Bragg-Periode Λ und Phasenmaskenperiode Λ_{PM} : $\Lambda = \Lambda_{\text{PM}}/2$. Zur Herstellung eines FBG mit Reflexionswellenlänge im Telekom-C-Band ($\lambda_{\text{FBG}} = 1550 \text{ nm}$) ist die Bragg-Periode für ein Gitter erster Ordnung nach Gl. (2.11) etwa 535 nm , sodass zur Herstellung eine PM mit $\Lambda_{\text{PM}} \approx 1070 \text{ nm}$ verwendet werden muss. Die realisierbare Gitterlänge ist hier im Allgemeinen auf die Laserspotgröße bzw. die Größe der verwendeten Optiken beschränkt. Ein entscheidender Vorteil des PM-IFM besteht in dem großen Variationsbereich der Bragg-Wellenlänge bis in den VIS-Spektralbereich [106], der über eine Rotation der Umlenkspiegel realisiert werden kann. Ebenso besteht die Möglichkeit, komplexe FBG-Strukturen mit Phasensprüngen oder einem Chirp über Nutzung entsprechend strukturierter Phasenmasken zu erzeugen [107]. Gegenüber anderer FBG-Herstellungstechniken ist generell für interferometrische Aufbauten die zeitliche Kohärenz der Lichtquelle zu beachten und ggf. ein Abgleich der optischen Wege, d.h. ein höherer

Justageaufwand, notwendig.

Neben dem PM-IFM existieren weitere interferometrische FBG-Herstellungstechniken, die aber eine geringere Bedeutung haben. Das Prismeninterferometer und die Lloydsche Spiegelanordnung (z.B. [19] S.69ff) werden auf Grund der Inhomogenität der herstellbaren Gitterstrukturen kaum genutzt. Ebenfalls weniger etabliert ist ein Doppelphasenmasken-Interferometer [108], bei dem auch die Strahlrekombination über eine Phasenmaske realisiert wird. Diese Technik eignet sich insbesondere zur Herstellung kleiner Bragg-Perioden < 100 nm.

Das holografische Standardverfahren zur FBG-Herstellung wurde 1993 von *Hill* eingeführt [109] und nutzt nur eine Phasenmaske. Es wird deshalb hier als **Phasenmasken-Technik** bezeichnet. Direkt hinter der PM überlagern sich die erzeugten Beugungsordnungen (0.te, beide 1.ten und ggf. höhere Ordnungen) und bilden bei genügender Kohärenz der verschiedenen Ordnungen ein kompliziertes Interferenzmuster aus (Talbot-Effekt). Mit geeigneten PMs, die beispielsweise die 0.te und höhere Beugungsordnungen unterdrücken, kann die Interferenz der beiden ersten Beugungsordnungen zur FBG-Herstellung genutzt werden (Abb. 3.2c). Für senkrechten Einfall gilt dann für die Bragg-Periode $\Lambda = \Lambda_{\text{PM}}/2 = N \cdot \lambda_{\text{FBG}}/(2n_{\text{eff}})$, mit N der Gitterordnung. Üblicher Weise werden mit diesem Verfahren Gitter höherer Ordnung eingeschrieben, sodass PMs größerer Periode genutzt werden können, die einfacher herstellbar und damit preisgünstiger sind. Vorteile dieses Herstellungsverfahrens sind die hohe Stabilität des Aufbaus, die lange Belichtungszeiten ermöglicht. Komplizierte FBG-Strukturen (Chirp, Apodisation, Phasensprünge) können wieder über das entsprechende PM-Design realisiert werden [110, 111]. Ebenso können FBG mehrerer cm Länge durch Abscannen der PM erzeugt werden [112]. Nachteilig ist die nahe Positionierung der Faser zur Phasenmaske und die Fokussierung der Laserstrahlung auf die Faser. Beides forciert eine Kontamination und Beschädigung der PM im Vergleich zur PM-IFM-Technik, durch eine höhere Fluenz (Energiedichte bzgl. der bestrahlten Fläche) auf der PM. Ein weiterer Nachteil ist, dass die Bragg-Wellenlänge in diesem Verfahren nur in einem kleineren Bereich durchstimmbar ist verglichen zum PM-IFM, weil sie maßgeblich durch die PM-Periode vorgegeben ist.

Ein sequentielles Herstellungsverfahren für LPG und FBG ist die **Punkt-zu-Punkt-Technik** (PzP) [113], bei der jede Gitterebene einzeln, mittels eines stark fokussierten Laserstrahls in den Faserkern eingeschrieben wird (siehe Abb. 3.2(d)). Schon zur Herstellung von LPGs und FBGs höherer Ordnung setzt diese Technik Positioniergenauigkeiten im sub- μm -Bereich voraus, sodass sie zur Herstellung von FBG erster Ordnung kaum genutzt wird. Außerdem ist die herstellbare Strukturgröße, d.h. die kleinste Periode des FBG, durch die Fokusgröße limitiert [19]. Vorteilhaft ist, dass die longitudinale und transversale Form der Brechzahlmodulation bei dieser Technik für jede Periode einzeln vorgegeben werden kann, wodurch die Herstellung sehr komplexer Gitterstrukturen möglich ist [114]. Unvorteilhaft ist die lange Bearbeitungszeit durch das Einschreiben der einzelnen Perioden, was die Anwendung auf kurze Gitter beschränkt.

3.2.2 Nutzung verschiedener Laserlichtquellen

Für die FBG-Herstellung unter Ausnutzung der UV-Photosensitivität eignen sich sowohl gepulste als auch Dauerstrichlaser ([19] S.108f). Zur holografischen Herstellung von FBG in Ge- und auch P-dotierten Silikatglasfasern werden bevorzugt gepulste Excimer- bzw. Exciplex-Laser (ArF, KrF) verwendet [115], die sich auch für FBG-Erzeugung in Ce-dotierte Fasern eignen [69]. Es wurde gezeigt, dass die Photoempfindlichkeit hoch Ge- aber auch Ce-dotierter Fasern ausreicht, um Einzelpulsgitter herzustellen [70, 116]. Somit ist die industrielle, interferometrische Fertigung von FBG-Arrays in photosensitiven Fasern möglich [117, 118]. Für die PzP-Technik werden ebenfalls gepulste UV-Laserquellen eingesetzt [113].

Die etablierten Herstellungstechniken, das PM-IFM, die PM-Technik und das PzP-Einschreiben, werden unter Verwendung von fs-Puls-Lasern und Ausnutzung von Multiphotonenabsorptionsprozessen auch auf nicht-herkömmlich UV-photosensitive Fasern angewendet. Am weitesten verbreitet ist die Anwendung der Phasenmaskentechnik mit **800 nm-fs-Pulsen**. Nachteilig wirkt sich jetzt die unmittelbare Nähe der Faser zur PM aus, die bei der PM-Technik mit 800 nm-fs-Pulsen stark beansprucht wird. Außerdem muss beachtet werden, dass das FBG nicht mehr nur auf den (photosensitiveren) Faserkern beschränkt erzeugt wird, sondern sich das komplizierte Interferenzmuster hinter der PM auch in den Mantel abbildet [119]. Dadurch kann eine Kopplung zwischen der geführten Kernmode und Mantelmoden auftreten, die sich in Zusatzverlusten für Wellenlängen kleiner der Bragg-Wellenlänge widerspiegelt. Durch Ausnutzung der Kohärenzeigenschaften der kurzen Pulse und einer geeigneten Platzierung der Faser kann der sog. walk-off, d.h. das geometrische Auseinanderlaufen der Beugungsordnungen genutzt werden, um die multiplen Interferenzen zu vermeiden und ausschließlich die Zweistrahlinterferenz zwischen z.B. den ersten beiden Beugungsordnung zur FBG-Herstellung zu nutzen [120]. Aufgrund des hohen nichtlinearen Absorptionsprozesses bei Nutzung der 800 nm-Pulse (5-6 Photonenabsorption) ist es anspruchsvoll, FBG reproduzierbar herzustellen, weil die optimalen Belichtungsbedingungen (Positionierung, Fluenz) schwierig zu ermitteln und zu reproduzieren sind [91]. Besser geeignet sind **UV-fs-Pulse** [121]. Im Vergleich wurden auf einer kürzeren Gitterlänge eine höhere Reflektivität bei kleinerer Bandbreite erreicht [121] und keine Mantelmodenkopplung festgestellt [122]. Auf Grund des Zweiphotonenabsorptionsprozesses bei den UV-fs-Pulsen kann eine schwächere Fokussierung als bei NIR-fs-Pulsen verwendet werden und die genaue Positionierung der Faser im Fokus ist weniger kritisch [123]. Das Einschreiben mittels PM-IFM ist ebenfalls möglich und wurde bereits erfolgreich zur FBG-Herstellung in Ge-dotierten [124] und seltenerd-dotierten Fasern angewendet [14]. Neben UV-fs-Pulsen werden auch **VIS-fs-Pulse** genutzt um FBG sowohl mit der PM-Technik als auch dem PM-IFM herzustellen [6, 14]. Besonders im Fall der

Saphir-FBG ist das vorteilhaft, weil Saphir im UV stark absorbiert und das Einschreiben von transversal homogenen FBG mit der UV-Laserwellenlänge nicht möglich ist [125].

Für das **PzP-Einschreiben mit fs-Pulsen** werden ebenfalls alle drei vorgestellten Wellenlängenbereiche genutzt. Der erste Bericht über die Nutzung von NIR-fs-Pulsen zur Gittererzeugung in optischen Fasern wurde bereits 1999 veröffentlicht [126], gefolgt von der Verwendung von 400 nm-fs-Pulsen in [127]. Beide befassten sich aber ausschließlich mit LPGs und berichteten zudem von sehr inhomogenen Gitterspektren sowie einer sehr anspruchsvollen Optimierung der Belichtungsparameter. Vereinfacht werden konnte dieser Aspekt wieder über die Verwendung kürzerer Wellenlängen [91]. Die PzP-Herstellung von FBG höherer Ordnung beschränkt sich aber weitestgehend auf Kombination mit 800 nm-fs-Pulsen [128].

3.3 Faser-Bragg-Gittertypen

Je nach verwendeter Laserstrahlung und Herstellungstechnik ergeben sich verschiedene Bragg-Gitter-Typen, die sich sowohl in ihrer spektralen Charakteristik als auch Temperaturbeständigkeit unterscheiden, weil sie auf verschiedenen Brechzahlmodifikationsmechanismen beruhen. Für einen vollständigen Überblick über die Gittertypen wird im ersten Teil dieses Abschnitts mit FBG begonnen, die auf der Ausnutzung der herkömmlichen UV-Photosensitivität beruhen. Anschließend wird auf FBG-Strukturen eingegangen, die mit intensitätsstarken, kurzen Pulsen erzeugt werden können, um die, im Rahmen dieser Arbeit erzeugten FBG später einordnen zu können.

UV-Typ-I-Gitter werden mit Pulsenergiedichten unterhalb der Zerstörschwelle des Glases hergestellt. Die induzierte Brechzahländerung bei cw- bzw. ns-Puls-UV-Belichtung verhält sich proportional zur Belichtungszeit bevor sich eine Sättigung zeigt. Insbesondere wird die effektive Brechzahl durch die UV-Belichtung angehoben. Dieser Gittertyp liegt in hochgermaniumdotierten bzw. wasserstoffbeladenen Fasern vor, in denen die FBG hauptsächlich auf der Entstehung von Farbzentrendefekten aber auch induzierten Spannungen [77] und Verdichtung [129] beruhen. Die FBG-Spektren sind im Allgemeinen symmetrisch, spektral schmal (0.1 nm) und gut reproduzierbar, was für Sensorikanwendungen vorteilhaft ist. Nachteilig ist die geringe Temperaturstabilität. Abhängig von der Faserdotierung [130] und Behandlung, ist eine Langzeitanwendung nur unterhalb 300°C empfehlenswert [131]. Durch eine Wasserstoffbeladung wird die Anwendungstemperatur weiter abgesenkt [132]. Die geringe Temperaturstabilität von Typ-I-Gittern wird oft als Bestätigung für die Farbzentrenbildung als Ursache der Brechzahlmodifikation interpretiert, bestätigt durch Absorptionsmessungen während des Temperns [133]. Neben der gewünschten Brechzahländerung erzeugen die Defekte aber auch zusätzliche Breitbandabsorptionen, die sich z.B. bei FBG-Anwendungen im VIS-NIR nachteilig auswirken können. Von einer UV-induzierten Breitbandabsorption durch die FBG-Herstellung wurde explizit in [134] berichtet. Sie tritt ebenso bei der UV-Preformbelichtung von Germano-

und Phosphosilikatgläsern [135] als auch Yb-dotierten Gläsern [136] auf.

Durch Erhöhung der Einzelpulsenergiedichte bzw. Fluenzen, bezogen auf die bestrahlte Faserfläche, über $0,87\text{--}0,9\text{ J/cm}^2$ werden **UV-Typ-II-FBG** gebildet [91, 131]. Aus der Bestrahlung oberhalb der Materialzerstörschwelle resultiert die Bildung von Mikrorissen im Kern und an der Kern-Mantel-Grenzfläche bis zur Zerstörung des Faserkerns [137, 138]. FBG diesen Typs besitzen hohe Reflektivitäten und entsprechend hohe Indexänderungen bis zu 10^{-2} sowie vielfach höhere spektrale Bandbreiten als Typ-I-Gitter und sehr inhomogene Spektren, mit vielen Seitenpeaks und hohen Dämpfungen bei Wellenlängen unterhalb des Bragg-Peaks durch Kopplung der Kern- zu Mantel- und Abstrahlungsmoden [139]. Vorteilhaft ist die hohe Temperaturstabilität der Gitter. Eine langzeitstabile Anwendung bis 800°C [138] und die kurzzeitige Anwendung im Bereich des Glasübergangspunkt bei $1000\text{--}1100^\circ\text{C}$ ist möglich [118]. UV-Typ-II-FBG können holografisch als auch über PzP-Belichtung hergestellt werden [113].

Neben diesen beiden Hauptgittertypen gibt es zwei weitere Typen, die durch Überbelichtung von Typ-I-FBG, d.h. bei langen Belichtungszeiten, entstehen können. **Typ-IA-FBG** treten in wasserstoffbeladenen Fasern auf und zeigen ihre Entstehung durch eine starke Rotverschiebung des Bragg-Reflexionspeaks während der Belichtung an. Ihre Temperaturstabilität liegt unter 500°C [9]. **Typ-IIA-FBG** entstehen in hoch-Ge-dotierten Fasern ohne Wasserstoffbeladung nach der teilweisen Auslöschung des UV-Typ-I-FBG. Ihr Wachstum, d.h. die Reflektivitätszunahme, ist mit einer Blauverschiebung der Bragg-Wellenlänge verbunden [140], die nach Gl. (2.26) auf eine Absenkung der Δn_{DC} -Komponente hinweist. Als Entstehungsursache wird eine UV-induzierte Spannungszunahme im Faserkern vermutet [141], die zur Bildung von Mikrorissen an der Kern-Mantel-Grenzfläche [142], vergleichbar zur Typ-II-Gitterbildung, führt. Die Spektren von Typ-IIA-FBG gleichen den von Typ-II-Gittern, ihre thermische Stabilität ist jedoch geringer. Sie sind maximal bis etwa 800°C anwendbar [143]. Ein weiterer, für Hochtemperatursensorik sehr interessanter Gittertyp sind regenerierte FBG (**rFBG**), die durch eine Temperaturbehandlung aus UV-Typ-I-FBG entstehen können. Wasserstoffbeladene oder hoch-Ge-dotierte Fasern eignen sich zur Herstellung dieser FBG [144, 145]. Ihre spektralen Eigenschaften sind vergleichbar zu UV-Typ-I-FBG, aber sie können die Temperaturstabilität von Typ-II-FBG erreichen [131, 144].

Prinzipiell lässt sich die Unterscheidung in Typ-I-, Typ-II- und Typ-IIA-FBG auch für fs-Puls-induzierte FBG (fs-FBG) treffen. Dabei zeigen **fs-Typ-I-FBG** hauptsächlich eine isotrope Brechzahländerung (vgl. Abschn. 3.1.2) basierend auf Farbzentrenentstehung [146], Spannungsänderung [147] und Verdichtung [86, 148]. Fs-Typ-I-FBG können u.a. mittels holografischer Techniken mit NIR-, VIS- und UV-fs-Pulsen erzeugt werden und sind spektral oft breiter als UV-Typ-I-FBG, besitzen aber dafür einen größeren thermischen Anwendungsbereich [147]. Für UV-fs-FBG wird dieser bis 450°C angegeben [131], ähnlich verhalten sich auch NIR-fs-FBG [91]. Durch Wasserstoffbeladung sinkt die maximale Anwendungstemperatur $< 300^\circ\text{C}$ [104] und ist damit vergleichbar zu wasserstoffbeladenen

UV-Typ-I-FBG [149]. Bei FBG-Herstellung mit VIS-fs-Pulsen wurde, wie bei UV-Belichtung mit geringer Intensität, von Photodarkening (Erzeugung einer Breitbandabsorption) berichtet [6].

Ein **fs-Typ-IIA-Verhalten** vergleichbar zu UV-Typ-IIA wurde bei langer Belichtung unter Verwendung von 400 nm-fs-Pulsen [150] und 248 nm-fs-Pulsen [151] beobachtet, hängt aber stark von der verwendet Laserstrahlung (Pulsdauer, Fluenz) und Faser ab. Bei Verwendung einer sehr starken Fokussierung treten **fs-Typ-II-FBG** auf, die auf Materialzerstörung und Bildung mikroskopischer Hohlräume und Verdichtungsgebiete [152] basieren und die gleichen Eigenschaften wie UV-Typ-II-FBG aufweisen [147]. Bis jetzt wurde, soweit bekannt, ausschließlich von 800 nm-fs-Puls-induzierten Typ-II-FBG berichtet, erzeugt mittels PM-Technik [153] oder PzP [128]. Für UV- und VIS-fs-Techniken ist keine so starke Fokussierung notwendig und das Typ-II-Verhalten kann besser vermieden werden. Typische Begleiterscheinungen der fs-Typ-II-FBG-Bildung ist die Weißlichterzeugung [147] und eine starke Mantelmodenkopplung der geführten Kernmode [128, 147] sowie für PzP-Gitter Mie-Streuung [154]. Die Kopplungseffekte verursachen starke Verluste bei Wellenlängen kleiner der Reflexionswellenlänge und die Mie-Streuung Verluste über den VIS-NIR-Bereich. Ebenso tritt eine induzierte Doppelbrechung in der Ordnung 10^{-5} auf, unter deren Ausnutzung z.B. ein linear polarisierter Faserlaser demonstriert wurde [152]. Fs-Typ-II-FBG zeigen keine nennenswerte Degradation bis 1000°C, werden aber auf Grund ihres inhomogenen, nicht reproduzierbar herstellbaren, spektral breiten Profils kaum in der FBG-basierten Temperatursensorik eingesetzt.

4 Herstellung von Faser-Bragg-Gittern in seltenerddotierten Fasern mit UV-fs-Pulsen

Wie im vorangegangenen Kapitel ausführlich diskutiert, werden zur Herstellung von Faser-Bragg-Gittern in seltenerddotierten Fasern bevorzugt Femtosekundenpuls laser verwendet. Auf Grund der sehr hohen Intensitäten der Pulse muss dabei keine spezielle UV-Photosensitivität der optischen Faser zum effizienten FBG-Einschreiben vorliegen und die FBG-Erzeugung ist damit unabhängig von der Dotierung möglich. Dieser Sachverhalt wurde am Beispiel der FBG-Herstellung in einer nicht UV-photosensitiven, Yb-dotierten Faser und einer UV-photosensitiven Yb-Ce-dotierten Faser in Abb. 4.1 demonstriert. Mit den fs-Pulsen wurde in beiden Fasern ein vergleichbares Gitterwachstum erzielt. Bei Verwendung von ns-Pulsen ist nur in der Ce-kodotierten Faser eine FBG-Herstellung möglich, aber diese im Vergleich zur fs-Puls-Herstellung weniger effizient bzgl. der akkumulierten Fluenz und damit der Belichtungszeit.

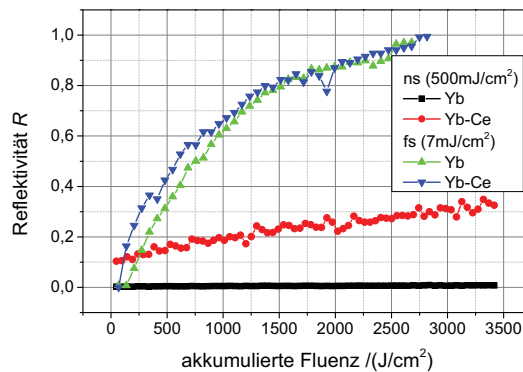


Abb. 4.1: Vergleich des FBG-Wachstums in Yb- und Yb-Ce-dotierten Fasern bezüglich der akkumulierten Fluenz bei der Herstellung mit UV-fs- und UV-ns-Pulsen. Die Energiedichte, in der Legende gegeben, wurde zuvor auf ein effektives Typ-I-FBG-Wachstum in der Yb-Ce-Fasern optimiert.

Um eine Beschädigung der Faser durch eine starke Fokussierung zu vermeiden, wie sie im Fall der 800 nm-fs-Puls-Belichtung notwendig ist, und homogene Typ-I-Gitterstrukturen zu erzeugen, wird mit einer kürzeren Wellenlänge im VIS oder UV zur FBG-Herstellung gearbeitet. Im ersten Abschnitt soll vorab kurz das verwendete Lasersystem zur Erzeugung

der Femtosekundenpulse im VIS und UV vorgestellt und typische Parameter angegeben werden. Im zweiten Teilabschnitt wird anschließend detailliert auf die verwendete Herstellungstechnik, die einen Phasenmasken-Interferometeraufbau nutzt, eingegangen, Vorteile dieser Technik aufgezeigt und insbesondere die neu implementierte Strahlaufweitung sowie der Einfluss der Wellenlänge auf die FBG-Herstellung diskutiert. An dieser Stelle soll auch die Standardmessmethode der FBG zur Bestimmung der Reflektivität und des spektralen Gitterverlaufs vorgestellt werden. Auf weitere, nicht standardmäßig durchgeführte Charakterisierungsmethoden der hergestellten FBG-Strukturen wird in Kapitel 5 ausführlich eingegangen. Abgeschlossen wird das folgende Kapitel mit einer Übersicht über die Fasern, in denen FBG realisiert und charakterisiert bzw. in Faserlaserexperimenten angewendet wurden.

4.1 Erzeugung von Femtosekundenpulsen im UV- und VIS-Spektralbereich

Die minimale Pulsdauer, die bei gegebener spektraler Breite eines Pulses durch seine Kompression erzeugt werden kann, lässt sich über das Zeit-Bandbreite-Produkt

$$\Delta\tau \cdot \Delta\nu \leq \text{const.} \quad (4.1)$$

aus Pulsdauer $\Delta\tau$ und Frequenzbandbreite $\Delta\nu$ abschätzen, wobei die Konstante pulsformabhängig ist (für gaußförmige Pulse $2\ln 2/\pi \approx 0,441$) und die Gleichheit ausschließlich für bandbreitenbegrenzte Pulse gilt (ohne Chirp). Gleichzeitig impliziert dieser Zusammenhang, dass für die Erzeugung ultrakurzer Pulse eine genügend große Bandbreite der Pulse vorhanden bzw. die Verstärkungsbandbreite des laseraktiven Mediums entsprechend groß sein muss, um möglichst viele longitudinale Moden verstärken zu können. Das bevorzugte aktive Medium mit einem sehr breiten Emissions-/Verstärkungsband zwischen 600-900 nm ist der Titan-Saphir-Kristall (Ti:Sa), der effizient mit z.B. frequenzverdoppelter Nd-YLF-Laserdiodenstrahlung bei etwa 532 nm gepumpt werden kann. Oszillator und Verstärker des vorliegenden dreistufigen Lasersystems basieren auf solchen Ti:Sa-Resonatoren. Die ultrakurzen Pulse werden im Oszillator (Mantis, *Coherent*) über eine passive Modenkopplung unter Ausnutzung des Kerr-Linseneffekts erzeugt. Diese Pulse besitzen eine Zentralwellenlänge von 807 nm, eine spektrale Breite von 45 nm und eine Einzelpulsenergie von 6,55 nJ bei einer Repetitionsrate von 80 MHz. In dem angeschlossenen regenerativen Verstärker (Legend Elite HE-USP, *Coherent*) werden einzeln selektierte Pulse über ein CPA-System (engl.: Chirped Pulse Amplification, Verstärkung geschirpter Pulse) verstärkt. Dadurch verringert sich die Repetitionsrate auf 1 kHz. Die zeitlich gemittelte Leistung (LabMax, *Coherent*) und Autokorrelationspulsdauer (Pulse Check, *APE*) der verstärkten Pulse mit Zentralwellenlänge um 800 nm können ermittelt werden und

betragen maximal 3,4 W (3,4 mJ pro Puls) und minimal 205 fs Autokorrelations- bzw. 145 fs Pulsdauer, unter Annahme eines Gaußpulses. Das Strahlprofil kann ebenfalls visualisiert werden und ist in Abb. 4.2 dargestellt.

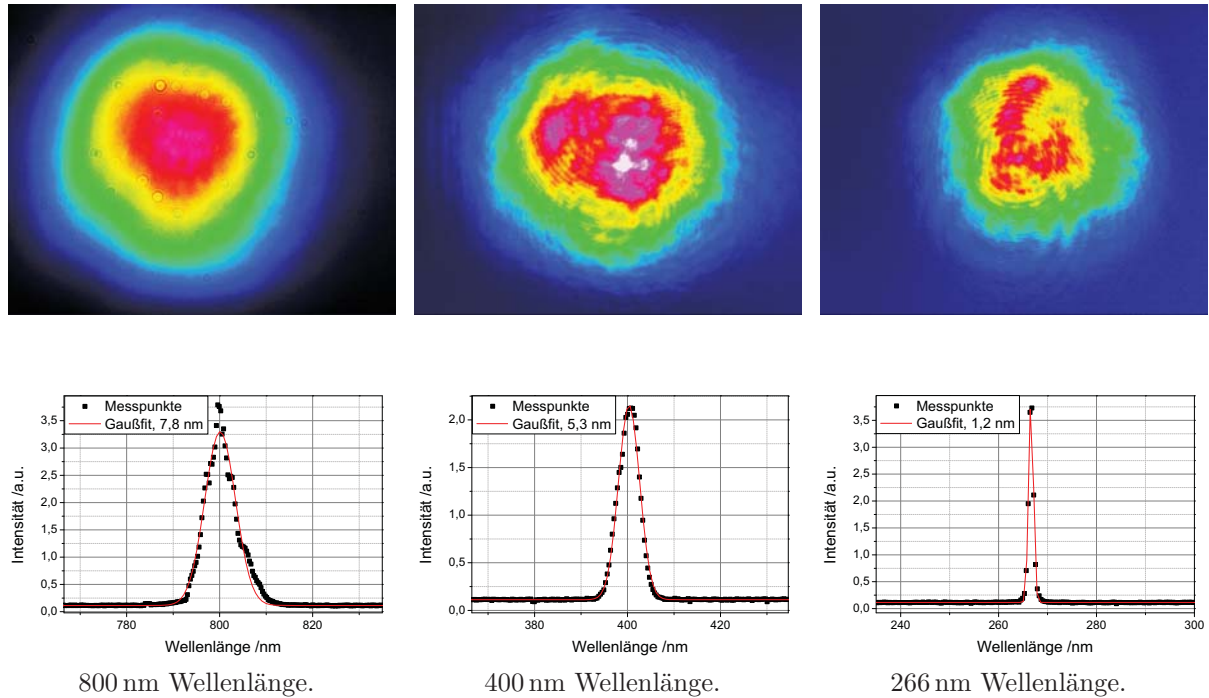


Abb. 4.2: Zeitlich gemittelte Strahlprofile und Spektren der fs-Laserpulse verschiedener Wellenlänge. Deutlich zu erkennen ist die Verschlechterung des gaußförmigen Spotprofils durch die Frequenzverdopplung und -verdreifachung (oben). Die reale Bildgröße entspricht 6,9 mm mal 8,6 mm. Die Pulsspektren (unten) wurden mit einer Gaußfunktion gefittet, die ermittelten Halbwertsbreiten sind angegeben.

Anschließend durchlaufen die 800 nm-fs-Pulse einen Frequenztripler (HSG-T, *Coherent*). Zuerst wird die zweite harmonische Welle (SHG) bei 400 nm erzeugt, die von der Fundamentalschwingung bei 800 nm über einen dichroitischen Spiegel getrennt wird. Beide Teilpulse werden in einem zweiten nichtlinearen Kristall phasenangepasst überlagert und aus der Frequenzmischung die dritte Harmonische (THG) bei 266 nm erzeugt. Beide Wellenlängen, 400 nm und 266 nm, können für die FBG-Herstellung ausgekoppelt und genutzt werden. Die maximalen Durchschnittsleistungen betragen 1,3 W für die 400 nm-fs-Pulse und 740 mW für die 266 nm. Die Leistung der Pulse kann über ein $\lambda/2$ -Plättchen vor dem Tripler abgeschwächt werden. Durch Änderung der Achsenorientierung bzw. Drehwinkleinstellung des Plättchens wird die Polarisierung der 800 nm-Pulse geändert, sodass die Effizienz der SHG- und THG-Erzeugung und damit die Leistung der VIS- und UV-Pulse stufenlos variiert werden kann. Die Pulsdauern können nicht explizit bestimmt werden, sind aber wesentlich größer als die der 800 nm-Pulse, weil mehrere Optiken durchlaufen werden, die eine positive Dispersion zeigen und somit die Pulse zeitlich verbreitern. Eine Abschätzung der UV-Pulsdauer führt auf 410 fs als obere Schranke [155] bzw. eine

Messung für ein vergleichbares Lasersystem auf 345-315 fs [124].

4.2 Phasenmasken-Interferometer

Zur Herstellung der FBG in seltenerd-dotierten Fasern mit Hilfe von fs-Pulsen wird ein interferometrischer Phasenmaskenaufbau genutzt [124]. Ein gleicher Aufbau wird für die herkömmliche UV-Belichtung und Erzeugung von FBG mit geringerer Intensität genutzt [156], in dieser Arbeit z.B. zur Herstellung der Vergleichsgitter in Abb. 4.1 mit ns-Pulsen. Wie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben besteht das Phasenmasken-Interferometer (PM-IFM) prinzipiell aus einer Phasenmaske zur Strahlteilung und zwei hochreflektierenden (HR) Spiegeln zur Rekombination der Strahlen sowie einer Klemmvorrichtung zum Fixieren der entmantelten Faser im Rekombinationsbereich (siehe Abb. 4.3).

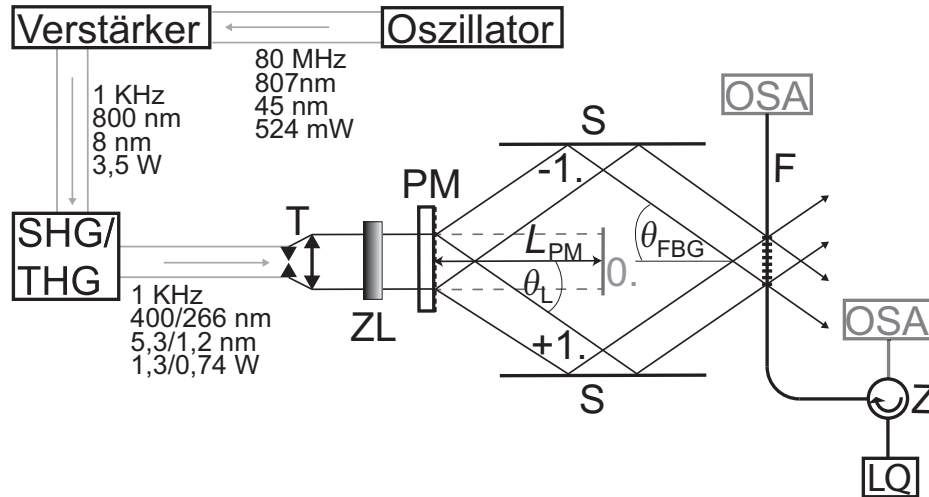


Abb. 4.3: Experimenteller Aufbau zur FBG-Herstellung mit Spezifikationen der Laserstrahlung (v.o.n.u.: Repetitionsrate, Zentralwellenlänge, spektrale Breite, Durchschnittsleistung). Die Pulse passieren nach dem Lasersystem ein Linsenteleskop T zur Strahlaufweitung und eine Zylinderlinse ZL zur Fokussierung auf die Faser F. Angedeutet sind die ersten Beugungsordnungen nach der Phasenmaske PM, wobei die nullte blockiert wird. Gekennzeichnet ist der Abstand L_{PM} der PM zur IFM-Mitte. Die Vermessung des FBG erfolgt mit einem optischen Spektrumanalysator (OSA) und einer Lichtquelle LQ, die über einen faseroptischen Zirkulator Z mit der Faser verbunden sind.

Die wichtigsten Kenngrößen der verwendeten Phasenmasken (PM) (*Ibsen photonics*) sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. Genutzt wurden die PM, um FBG im Telekom-C-Band zur Gittercharakterisierung (Kap. 5) und im Yb-Verstärkungsband für Anwendung im Faserlaser (Kap. 6) zu erzeugen. Die PM sind aus Kieselglas hergestellt und optimiert auf die Transmission der s-polarisierten Pulse in der ± 1 -ten Beugungsordnung. Der restliche, transmittierte Anteil in der 0-ten Beugungsordnung wird blockiert und höhere Beugungsordnungen sind in dem gewählten Aufbau zur FBG-Herstellung vernachlässigbar. Die Beugungseffizienzen wurden experimentell bestimmt und sind ebenfalls in Tab. 4.1

angegeben. Zu beachten ist eine reversible Degradierung der PM durch die Bestrahlung mit UV-fs-Pulsen. Die Degradierung zeigt sich in der zunehmenden roten Fluoreszenz der NBOHC-Defekte, die sich bei hochenergetischer UV-Bestrahlung in Kieselglas bilden. Diese Defektzentren beeinflussen die Transmissionseffizienzen im Bereich von $\sim 2\%$, können aber durch eine geeignete Temperaturbehandlung ausgeheilt und somit die anfängliche PM-Effizienz wieder hergestellt werden. Aus der PM-Periode ergibt sich nach der Git-

Phasenmasken		Effizienz 1.BO	Λ /nm	λ_{FBG} /nm
Λ_{PM} /nm	λ_{L} /nm			
746,2	266	je 31,3	373,1	1081,99
1075	266	je 32,2	537,5	1558,75
1066	400	je 29,7	533	1545,7

Tab. 4.1: Parameter der verwendeten Phasenmasken (BO-Beugungsordnung) und sich daraus ergebende FBG-Parameter für einen symmetrischen Strahlengang im Interferometer. Die Bragg-Wellenlänge wurde mit einer Brechzahl von 1,45 berechnet.

tergleichung der Beugungswinkel $\sin \theta_{\text{L}} = \lambda_{\text{L}} / \Lambda_{\text{PM}}$ und bei festem, gegebenem Abstand zwischen den HR-Spiegeln von 62 mm kann der Abstand L_{PM} der Spiegelmitte zur PM berechnet werden. In Parallelstellung der beiden HR-Spiegel und symmetrischem Strahlengang durch das PM-IFM muss sich die Faser genau in einem Abstand von $2L_{\text{PM}}$ zur PM befinden und der PM-Beugungswinkel ist gleich dem Einfallswinkel zur Faser, sodass für das im Rekombinationsgebiet gebildete Interferenzmuster $\Lambda = \Lambda_{\text{PM}}/2$ gilt und für die Bragg-Wellenlänge des FBG $\lambda_{\text{FBG}} = \Lambda_{\text{PM}} n_{\text{eff}}$. Die verwendeten HR-Spiegel (*Layertec*) sind hochreflektierend für Einfallswinkel von $50\text{-}80^\circ$ für s-polarisierte Pulse bei beiden verwendeten Wellenlängen (266 nm, 400 nm). Durch eine Drehung der HR-Spiegel kann der Einfallswinkel θ_{FBG} und damit die Bragg-Wellenlänge nach Gl. (2.11) und (3.1) geändert werden. Beschränkt wird die Variation der Bragg-Wellenlänge durch die Spiegelcharakteristik und durch den Interferenzkontrast, d.h. durch die Justage des PM-IFM in Kombination mit den Kohärenzeigenschaften der Laserstrahlung. Die räumliche Kohärenz der Laserstrahlung ist ausreichend gut, d.h. im gesamten Überlappbereich der beiden Strahlen liegt das Interferenzmuster vor, sodass die Positionierung der Faser weniger kritisch ist. Zu beachten ist, dass die Gitterlänge kleiner wird je mehr die Faser von der zentralen Position entfernt wird. Außerdem wird bei kleineren Einfallswinkeln (größerer Bragg-Periode) die Raute des Überlappbereichs schmaler, sodass die Gitterlänge ebenfalls kleiner wird. Die zeitliche Kohärenz, gegeben durch die kurze Pulsdauer und die entsprechende spektrale Breite, wirkt sich wesentlich kritischer aus. Einerseits müssen die Teilpulse exakt zur gleichen Zeit an der Faserposition eintreffen, um überhaupt interferieren zu können. Der zeitliche Abstand muss damit kleiner als die Pulsdauer sein, sodass eine Justagegenauigkeit bzw. Abgleichgenauigkeit der optischen Wege der beiden Pulsteile im μm -Bereich eingehalten werden muss. Andererseits enthält der Puls verschiedene spektrale Anteile, die nach den obigen Gleichungen eine Unsicherheit in der idealen

Faserposition im mm-Bereich verursachen.

Neben diesen grundlegenden optischen Elementen werden im PM-IFM zusätzlich eine Zylinderlinse zur Fokussierung der Pulse auf die Faser und ein Linsenteleskop zur Strahlaufweitung vor der PM genutzt. Die plan-konvexe Zylinderlinse aus CaF_2 (*Hellma Optics*) besitzt einen Krümmungsradius von 180 mm, d.h. eine Brennweite von 390 mm bei 266 nm und 407 mm bei 400 nm. Damit können die Intensitäten im Fokus bei maximaler Leistung mit 1000 GW/cm^2 bei 266 nm sowie 2000 GW/cm^2 für 400 nm und Fluenzen mit 400 mJ/cm^2 bzw. 480 mJ/cm^2 abgeschätzt werden. Für die optimale Gitterherstellung muss die Leistung und damit die Intensität etwa um die Hälfte reduziert werden, um akzeptable FBG-Spektren in angemessener Belichtungszeit zu realisieren. Bei zu hohen Intensitäten entstehen im FBG-Spektrum Asymmetrien und Nebenpeaks und das FBG-Wachstum wird instabil und zeigt starke Schwankungen in der Reflektivität und Wellenlänge des FBG. Im Allgemeinen wird außerdem der Fokus hinter der Faser positioniert, um eine Störung des Interferenzmusters und damit auch eine spektrale Verschlechterung des FBG durch eine Erwärmung der Luft und daraus resultierende Luftbewegung im Fokusgebiet zu verhindern. Die Faser befindet sich aber innerhalb der doppelten Rayleighlänge bzw. der Fokustiefe des gaußförmigen, fokussierten Laserstrahls, um nahezu parallele Wellenfronten zur Bildung homogener Gitterebenen zu gewährleisten. Neben der Fokussierung durch die Zylinderlinse hat auch die Faser selbst eine fokussierende Wirkung. Der Einfluss dieser weiteren Fokussierung wurde bei den Arbeiten mit der 400 nm-Wellenlänge deutlich, bei denen die Faserrückseite beschädigt wurde (Abb. 4.4). Für die Herstellung von FBG

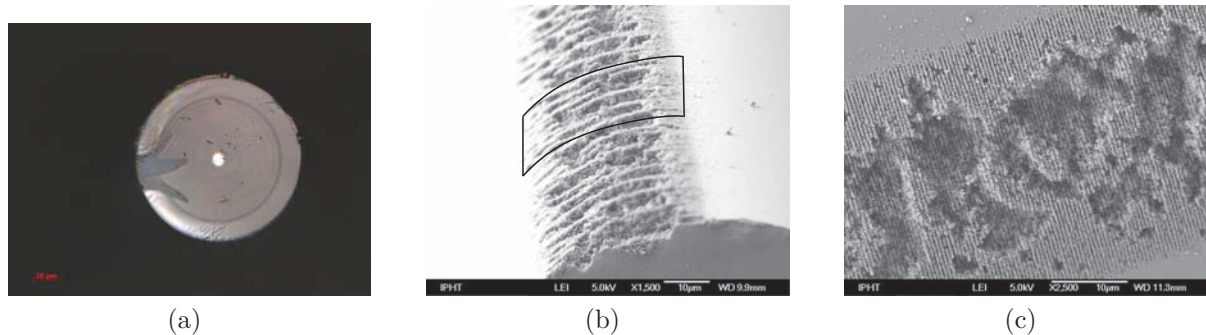


Abb. 4.4: Lichtmikroskopische (a) und REM-Aufnahmen (b, mit skizzierter Lage des vergrößerten Bildausschnitts c [157]) des ablatierten Fasermantels bei der FBG-Herstellung mit 400 nm-fs-Pulsen. In (c) ist deutlich das Interferenzmuster (Periode $\approx 530 \text{ nm}$) zu erkennen. Das erzeugte FBG zeigte spektral noch ein fs-Typ-I-Verhalten, welches sich vermutlich bei längerer Belichtung, sobald das modifizierte Gebiet in (a) bis in den Kern reicht, in ein fs-Typ-IIA-Spektrum verwandelt hätte [155].

mit der 400 nm-Laserwellenlänge muss zwischen geringem Wachstum des Typ-I-FBG bei niedriger Laserleistung und Oberflächenzerstörung bei höherer Leistung abgewogen werden. Bereits in [155] wurde gezeigt, dass das FBG-Wachstum bei 400 nm im Vergleich zur 266 nm-Wellenlänge ineffizienter bzgl. der Belichtungszeit ist und bei langer Belichtung und hohen Durchschnittsleistungen die Bildung eines fs-Typ-IIA-FBG wahrscheinlicher

wird. Deshalb wird für die vorliegende Arbeit zur Herstellung von fs-Typ-I-FBG die Verwendung der 266 nm-Wellenlänge favorisiert.

Zur weiteren Optimierung der FBG-Herstellung wurde für die 266 nm-Wellenlänge im Rahmen dieser Arbeit ein CaF_2 -Linsenteleskop, bestehend aus einer bikonkaven ($f = -75 \text{ mm}$) und einer plan-konvexen ($f = 150 \text{ mm}$) Linse in den Strahlengang eingefügt. Die Teleskopgeometrie ist so gestaltet, dass die Zerstreuungslinse vor der Sammellinse von den Pulsen passiert wird, um eine Ionisation der Luft im Sammellinsenfokus zu vermeiden. Durch die Aufweitung können längere FBG (1 cm, beschränkt durch PM-Größe) mit kleinerer spektraler Breite (siehe Abb. 4.5) hergestellt werden. Die geringere Intensität des aufgeweiteten Strahls kann über eine Erhöhung der UV-Leistung kompensiert werden, sodass die FBG effizienter bzgl. der Belichtungszeit herstellbar sind (vgl. Abb. 4.5). Vorteilhaft ist zudem die geringere Degradation der PM durch den aufgeweiteten Spot.

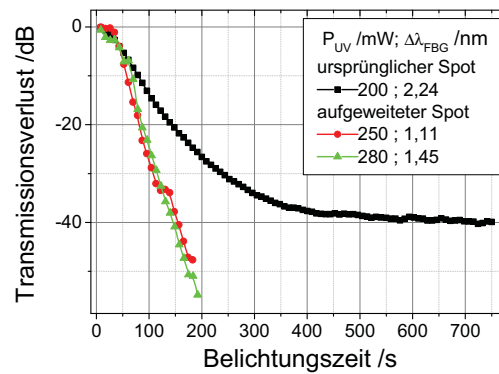


Abb. 4.5: Vergleich der FBG-Wachstumscharakteristik und spektralen Breite am Belichtungsende der FBG, hergestellt mit dem ursprünglichen und aufgeweiteten Strahl. Bei Belichtung mit dem ursprünglichen Strahl wird erst nach etwa 10 min ein Transmissionseinbruch von 40 dB erreicht. Zudem ist für lange Belichtungszeiten ein Sättigungsverhalten erkennbar, welches durch die Sättigung der Indexmodulation erklärt werden kann.

4.2.1 Belichtung von Preformscheiben

Form und Größe der Faser, insbesondere die kleine Abmessung des Faserkerns mit dem FBG, schränken die Untersuchungsmethoden der FBG-Strukturen stark ein. Deshalb wird z.B. für Fluoreszenz- und Absorptionsmessungen am strukturierten Kernmaterial auf entsprechend dotierte, mit dem Linienfokus bestrahlte Preformscheiben zurück gegriffen, um einen störenden Einfluss des Fasermantels durch eine orts aufgelöste Messung am Kern der Scheibe zu vermeiden. Die beidseitig polierten Scheiben von 1 mm Dicke, etwa 1 cm Außendurchmesser und 700 μm Kerndurchmesser wurden mit gleicher UV-Leistung und Fokussierung wie zur FBG-Herstellung genutzt belichtet. Die Oberflächennormale der Preformscheibe wurde auf die Interferometerachse ausgerichtet, sodass der Kern direkt bestrahlt wurde. Zusätzlich wurde der Linienfokus, der sonst auf Höhe der Faser justiert

ist, verfahren, sodass über den gesamten Kernquerschnitt im Abstand von 50 oder 100 μm Bragg-Gitterstrukturen in der Probe erzeugt wurden. Jede Höhenposition wurde etwa 3 min belichtet mit einer UV-Durchschnittsleistung von etwa 200-300 mW. Die erzeugten Gitterstrukturen besitzen eine Länge von etwa 0,8-1 cm und Höhe von 15-20 μm .

4.3 Bestimmung der Reflektivität der erzeugten Faser-Bragg-Gitter

Während der Herstellung kann der spektrale Verlauf der FBG aufgezeichnet und gleichzeitig ausgewertet werden, angedeutet in Abb. 4.3. Standardmäßig werden die Gitter während der Belichtung in Reflexion gemessen. Dazu wird über einen faseroptischen Zirkulator (oder 50:50 Koppler) das Signal der Lichtquelle (Er-Verstärker-Quelle für das Telekom-C-Band, Superlumineszenzdiode für Yb-Band) in die Faser mit dem FBG gekoppelt und das reflektierte Signallicht weiter an den Ausgang mit dem optischen Spektrumanalysator (OSA, Yokogawa AQ6375) gegeben. Mit dem OSA kann das Spektrum gemessen und die Reflexionsstärke, Bragg-Wellenlänge und spektrale Breite des FBG bestimmt werden. Die zeitaufgelöste Erfassung der Messdaten erfolgt PC-gestützt über ein LabView-Programm. Bei der Messung in Reflexion wird das Signal vom FBG auf den Fresnelendreflex R_{ref} der gerade gebrochenen Faser normiert aufgezeichnet, sodass für die vom OSA ausgegebenen Messwerte D gilt

$$D = 10 \log \frac{R}{R_{\text{ref}}}, \quad (4.2)$$

wonach durch Umstellen die Reflektivität R des FBG bestimmt werden kann. Diese Messmethode eignet sich für Reflektivitäten bis etwa 80%, bei höher reflektierenden FBG ist die Methode über eine Transmissionsmessung genauer. Dabei wird der Transmissionsverlust D^* bestimmt, indem das gerade gebrochene Faserende hinter dem FBG direkt mit dem OSA verbunden wird und die Tiefe des spektralen Transmissionseinbruchs normiert auf das Lichtquellenspektrum ohne FBG bestimmt wird. Unter der Annahme, dass keine Streu- oder Absorptionsverluste im Wellenlängenbereich des FBG auftreten gilt:

$$D^* = 10 \log(1 - R). \quad (4.3)$$

Problematisch bei beiden Messmethoden sind Faserproben, die im Spektralbereich der Signalquellen absorbieren bzw. fluoreszieren, z.B. Yb-dotierte Fasern in ihrem Verstärkungsband. Bei der Messung in Transmission wird der Transmissionseinbruch durch ASE (engl.: amplified spontaneous emission, verstärkte spontane Emission) verringert, bei Messung in Reflexion tritt eine Verfälschung der Referenz- und FBG-Messung durch ASE und Absorption des Reflexionssignals auf. Die Reflektivität kann dadurch nicht korrekt bestimmt werden, im schlimmsten Fall ist das FBG-Spektrum weder in Reflexion noch Transmission zu detektieren. Ein Lösungsansatz zur indirekten Überprüfung der FBG-

Entwicklung während der Herstellung in Laserfasern wird in Abschnitt 6.1 vorgestellt.

4.4 Übersicht der untersuchten Fasern

FBG wurden in Fasern mit verschiedener Dotierung hergestellt. Dabei wurde sich im Hinblick auf die Anwendung von FBG in Yb-basierten Faserlasern entsprechend auf Yb-dotierte Fasern beschränkt. Generell erwiesen sich für den Yb-Faserlaserbetrieb Fasern mit einer Kodotierung mit Cer oder viel Phosphor, als auch mit einem Dotierungsverhältnis von P:Al wie 1:1 als vorteilhaft zur Verminderung des NIR-induzierten Photodarkening-Effekts. Deshalb wurden auch in solchen Fasern FBG hergestellt und ihre Eigenschaften untersucht. In Tabelle 4.2 sind die wichtigsten Kenngrößen der untersuchten Fasern zusammengefasst. Alle Fasern wurden am IPHT hergestellt. Zur Preformherstellung wurde

Faser	Dotierung /mol%			d /μm	NA	n _{eff,1550 nm}	λ _c /nm	Bemerkung
	Yb ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	P ₂ O ₅					
Yb-Al-dotierte Fasern								
497s	-	3,5	0,5	8,5	0,14	1,451	1463	Referenzfaser
572s	0,05	ca. 4	ca. 0,7	9	0,13	1,4508	1523	
749s	0,14	0,85	-	8	0,08	1,4476	938	
770s	0,14	2,1	-	9	0,11	1,4498	1352	
744s	0,35	1,85	-	8,1	0,13	1,4512	1417	1,6 mol% B ₂ O ₃
947s	0,46	2,35	-	8,5	0,14	1,4523	1614	
577s	1,1	3,6	0,5	9,7	-	1,4599	-	MM Preformuntersuchung
Yb-Al-dotierte double-Clad-Faser								
722s	ca. 0,15	ca. 0,5	-	11	0,07	1,4467	1008	Laserfaser, doppel-D-Mantelform
Yb-Al-dotierte Faser mit hohem P-Gehalt								
659s	0,36	-	7,9	12,4	0,12	1,4504	2025	MM
1010s	0,40	-	7,7	12,1	0,12	1,4500	1905	MM
1089s	0,38	-	6,9	12,3	0,12	1,4497	1918	Tm-kodotiert, MM
P:Al-1:1-Fasern								
672s	0,43	4,3	4,3	9,5	0,12	1,4497	1447	biegeempfindlich
797s	0,3	3	3	9,5	0,08	1,4474	1033	
Yb-Ce-Al-dotierte Faser								
908s	0,37	3,6	0,5	9,2	0,19	1,4586	2388	0,47 mol% Ce ₂ O ₃ , MM

Tab. 4.2: Parameter der verwendeten optischen Fasern. MM steht für Fasern, die im Telekom-C-Band mehrere Moden (LP₀₁, LP₁₁) führen.

ein Glasrohr aus hochreinem Kieselglas (F300, Heraeus) genutzt, welches über das MCVD-Verfahren in Kombination mit einem Lösungsdotierungsverfahren innenbeschichtet wurde. Im MCVD-Prozess wurden Schichten aus SiO₂ und P₂O₅ abgeschieden und durch das Lösungsdotierungsverfahren Seltenerden (Yb,Ce) und Aluminium in diese poröse Schicht eingebaut. Die Kodotierung mit Al ist neben der Löslichkeitserhöhung der Seltenerdionen zudem vorteilhaft für die Anwendung der fertigen Fasern in Faserlasern, weil damit der Photodarkening-Effekt während des optischen Pumpens abgeschwächt wird.

Alle innenbeschichteten Glasrohre wurden unter oxidierender Atmosphäre (Cl_2/O_2) zur Faserpreform kollabiert, um die Dämpfung durch OH-Gruppen im NIR (Telekom-C-Band und Yb-Band) zu minimieren. Die hergestellten Preformen besitzen einen Außendurchmesser von 8-10 mm und 0,5-0,7 mm Kern. Diese Verhältnisse übertragen sich auf die Fasern, die am Ziehturm aus der Preform gezogen wurden. Für grundlegende Untersuchungen der FBG-Strukturen (Abschnitt 5) wurden verschieden dotierte Fasern (Tab. 4.2) mit Standardgeometrie, etwa 125 μm Mantel- und 8 μm Kerndurchmesser, gewählt, in denen die Herstellung von FBG im Telekom-C-Band unproblematisch ist. Die Volumenuntersuchungen wurden an entsprechenden Preformscheiben durchgeführt. Zudem wurden für die Analyse der Bragg-Gitterprofile (Abschnitt 5.1) FBG in einer kommerziellen Faser, ähnlich der SMF-28e von Corning, erzeugt und untersucht. Für die Faserlaserversuche unter Mantelpumpen (Abschn. 6) eignen sich die runden 125 μm , Yb-dotierten Fasern nicht, sodass dafür Faser 722s mit ähnlicher Yb-Al-Dotierung, aber mit einem Design, ausgelegt für die Faserlaseranwendung, genutzt wurde. So ermöglicht die Double-Clad-Struktur (Kieselglasmantel mit niedrigbrechendem Acrylat als Coating) die Führung der Pumplaserdiodenstrahlung im Fasermantel. Die gebrochene Symmetrie (doppel-D-Form) sorgt für eine Kopplung z.B. helixartig propagierender Mantelmoden zu solchen mit größerem Überlapp zum Faserkern, sodass im Kern eine effektivere Pumplichtabsorption stattfinden kann. Diese Faser wurde außerdem gewählt, weil sie im Yb-Band monomodig ist, was vorteilhaft für die FBG-Charakterisierung ist, und weil sie bereits erfolgreich im Laserversuch getestet wurde [7] und sich damit für weitere systematische Untersuchungen des FBG-stabilisierten Faserlaseraufbaus hervorragend eignet.

5 Charakterisierung der Bragg-Gitterstrukturen in seltenerddotierten Fasern und Preformen

Die Herstellung von FBG in seltenerddotierten Fasern ist mit der Methode über das Phasenmasken-Interferometer in Kombination mit UV-fs-Pulsen, ausführlich in Kap. 4 beschrieben, effizient und reproduzierbar möglich. Um zuverlässige, stabile FBG zur Applikation in Faserlasern zu realisieren, wie es Ziel dieser Arbeit ist, ist vorab eine grundlegende Charakterisierung der Gittereigenschaften notwendig. Darauf aufbauend kann ihr Verhalten im Anwendungsfall abgeschätzt und erklärt werden, nachteilige Eigenschaften erkannt und ggf. Methoden zu ihrer Verbesserung entwickelt werden.

Ausgehend von den spektralen Verläufen der FBG, aufgezeichnet während und nach abgeschlossener Belichtung, können die jeweiligen Brechzahlprofile modelliert und ihre Formen in den verschiedenen Belichtungsstadien verglichen werden. Des Weiteren wird basierend auf den ermittelten Brechzahlprofilen die Feldverteilung in den hergestellten Gittern simuliert und experimentell verifiziert. Die Motivation dafür ist, generell Problemzonen im FBG aufzudecken, z.B. intensitätsüberhöhte Gebiete im FBG, die bei einer Laseranwendung zu Schädigung des FBG und der Faser führen könnten. Anschließend werden die Ursachen der Brechzahlmodifikation an sich, d.h. die Farbzentrenbildung (Abschn. 5.2) und das Auftreten von Spannungen und Materialverdichtung (Abschn. 5.3) mit verschiedenen Messmethoden untersucht und ihr Einfluss auf das FBG qualitativ diskutiert. Die Reaktion der verschiedenen Brechzahlanteile und der Gesamtheit des FBG auf eine nachträgliche thermische oder optische Behandlung wird ebenfalls untersucht und die Ergebnisse in Abschn. 5.4 dargestellt und diskutiert. Durch diese Untersuchungen zur Stabilität können Verfahren zur Verbesserung der FBG für die Anwendung im Faserlaser aufgezeigt und ihre Vor- und Nachteile diskutiert werden. Besonders auf Grundlage der Abschnitte über die Ursachen der Brechzahländerung und über die Stabilität der FBG lässt sich am Ende des Kapitels ein umfassendes Bild der FBG in den seltenerddotierten Fasern und ihrer Eigenschaften zeichnen, welches abschließend als Grundlage für das folgende Kapitel 6, der direkten Faserlaseranwendung der FBG, zusammengefasst werden soll.

5.1 Brechzahlprofil der Faser-Bragg-Gitter und interne Feldverteilung

Aus der Reflektivität des FBG kann die maximale Brechzahlmodulation nach Gl. (2.23) bestimmt werden und aus der Wellenlängenverschiebung während des Einschreibens nach Gl. (2.26) die maximale Änderung effektiven Brechzahl. Beides sind aber nur Näherungen für die erzeugten FBG, denn diese zeigen herstellungsbedingt kein homogenes Brechzahlprofil. Zudem kann damit keine Aussage über den Verlauf der Brechzahländerungen entlang der Faser getroffen werden. Ziel des ersten Abschnittes ist es deshalb, die orts aufgelösten AC- und DC-Brechzahlverläufe im FBG zu bestimmen und ihren Einfluss auf die spektrale Erscheinung der FBG zu untersuchen. Ausgehend von den ermittelten Brechzahlverläufen wird dann im zweiten Teilabschnitt die Feldverteilung im FBG abgeleitet.

5.1.1 Brechzahlprofil der hergestellten Faser-Bragg-Gitter

Die Brechzahlprofile der hergestellten FBG können direkt über die Methode der externen Bragg-Reflexion (Abschn. 2.2.1, [33]) bestimmt werden und indirekt über eine Modellierung der gemessenen FBG-Spektren unter Nutzung der Transfermatrixmethode (Abschn. 2.3.2). Dabei kann über die erste Methode nur die Einhüllende des AC-Brechzahlverlaufs bestimmt werden, nicht aber der DC-Anteil. Es muss zudem beachtet werden, dass der gemessene Verlauf aus der Faltung mit dem Testlicht hervorgeht, so dass Feinheiten im Profil nicht erkennbar sind. Zur Abschätzung des FBG-Profiles wurde deshalb ebenfalls das Laserstrahlprofil des zur FBG-Herstellung genutzten Lasers berücksichtigt. Ein Vergleich beider Profile ist in Abb. 5.1 dargestellt.

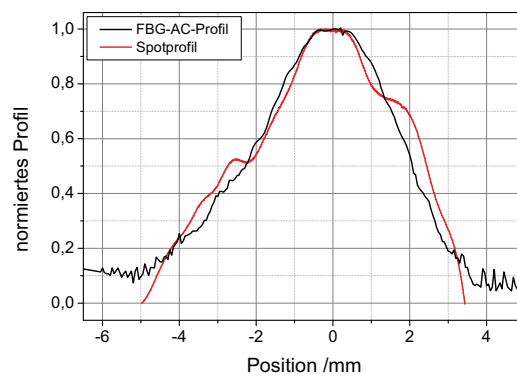


Abb. 5.1: Vergleich der ermittelten Profile aus Messung der lokalen externen Bragg-Reflexion am FBG (Einhüllende von $\Delta n_{AC}(z)$) und Vermessung des Laserspots nach dem Teleskop zur Strahlaufweitung. Über die vertikale Ausdehnung des Spotprofils wurde integriert um das Profil entlang der Faserachse zu erhalten. Im experimentellen Aufbau zur FBG-Herstellung Abb. 4.3 entspricht das der Funktion der Zylinderlinse.

Beide Profile stimmen qualitativ überein. Wie erwartet, sind die Nebenmaxima im FBG-Profil verschmiert und im Spotprofil ausgeprägter. Für die anschließende Bestimmung der FBG-Spektren über die Transfermatrixmethode (Abschn.2.3.2) wurden beide Profile als Grundlage für die AC- und DC-Verteilung genutzt. Über einen Abgleich der experimentell bestimmten und simulierten Spektren wurden dann die genauen Brechzahlverläufe beider Komponenten empirisch bestimmt. Die Profile wurden zur Simulation des entsprechenden Spektrums modifiziert, d.h. jeweils das Maximum der Indexänderung im $\Delta n_{AC,DC}$ -Profil und ebenso die Potenz $p_{AC,DC}$ angepasst (siehe Tab. 5.1). Die bessere Übereinstimmung der Spektren wurde auf Grundlage des Spotprofils erzielt, sodass sich auf die Darstellung dieser Simulationsergebnisse beschränkt wird.

Belichtungszeit /s	$\Delta n_{AC,max}/10^{-4}$	p_{AC}	$\Delta n_{DC,max}/10^{-4}$	p_{DC}	Bem.
3	$0,25 \pm 0,01$	$1,5 \pm 0,3$	$0,4 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$	blockiert
78	$1,21 \pm 0,04$	$1,7 \pm 0,2$	$10,2 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	–
95	$1,29 \pm 0,02$	$1,9 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,2$	$1 \pm 0,2$	blockiert
618	$4,9 \pm 0,2$	$1,97 \pm 0,2$	$14,6 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,1$	–
20 min	$8,3 \pm 0,1$	$2 \pm 0,3$	$2 \pm 0,2$	$1 \pm 0,2$	blockiert

Tab. 5.1: Skalierungsparameter zur Anpassung des normierten Spotprofils aus Abb. 5.1 an die FBG-Brechzahlprofile zur Simulation der spektralen Verläufe der FBG zu verschiedenen Belichtungszeiten während der UV-Belichtung und bei Unterbrechung (blockierter Strahl). Ein Vergleich der simulierten und experimentell bestimmten Spektren ist in Abb. 5.2a gezeigt. Die Toleranzen ergeben sich aus dem rein visuellen Vergleich zwischen experimentell bestimmten und simulierten Spektren.

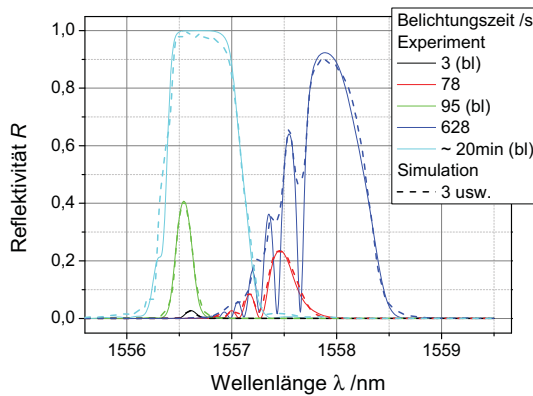
Die Potenz des Intensitätsprofils im Fall der AC-Komponente liegt zwischen 1 und 2, was auf einen Mehrphotonenabsorptionsprozess bei der FBG-Erzeugung hinweist. Diese Aussage ist konsistent zu früheren Untersuchungen der FBG-Herstellung mit 266 nm, bei der das Auftreten einer Zweiphotonenabsorption zur Indexmodifikation wahrscheinlicher ist als ein Einphotonenprozess [155].

Qualitativ besitzt das Spotprofil sowie die verschiedenen Parameter (AC,DC-Maximalwert, Potenz) folgenden Einfluss auf das simulierte FBG-Spektrum im Vergleich zu einem idealen Gaußprofil (vgl. Abb. 2.6b):

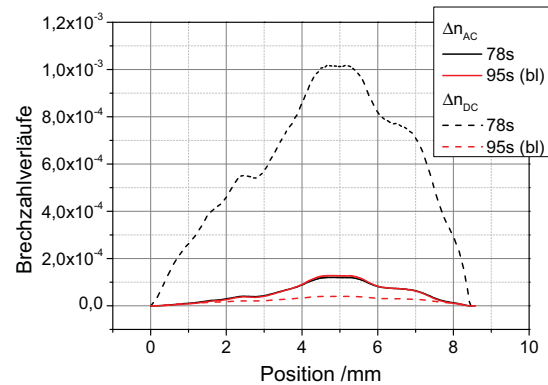
- asymmetrisches AC-Profil, DC-Anteil vernachlässigbar: Verbreiterung Hauptmaximum, Nebenmaxima im größerem Wellenlängenabstand aber mit höheren Reflektivitäten
- steigende AC-Potenz: Stärke der Nebenmaxima steigt symmetrisch an, spektrale Breite des Hauptmaximums sinkt
- asymmetrisches AC- und DC-Profil: asymmetrisches Spektrum (Haupt- und Nebenmaxima), Verschiebung des Bragg-Peaks zu größeren Wellenlängen

- steigender, positiver DC-Anteil: zunehmende Asymmetrie des Hauptpeaks und der Nebenmaximaverteilung, letztere gewinnen auf der kurzwelligen Seite des Bragg-Peaks an Reflektivität während sie auf der langwelligen zunehmend unterdrückt werden
- DC-Potenz: beeinflusst spektrale Form nur unwesentlich

Einige Ergebnisse der Simulation der Spektren bei laufender und unterbrochener Belichtung sind in Abb. 5.2a dargestellt. Deutlich zu erkennen ist sowohl eine Zunahme in der Reflektivität mit der Belichtungszeit als auch die spektrale Verbreiterung des Bragg-Maximums (3 s, 95 s, 20 min). Ebenso sind markante Unterschiede in den spektralen Verläufen während der Belichtung mit UV-Pulsen und im unbelichteten Zustand zu erkennen (vgl. 78 s und 95 s). Während der Belichtung wird typischerweise eine voranschreitende Verschiebung der Bragg-Wellenlänge zu größeren Wellenlängen beobachtet ebenso wie ein asymmetrischer Bragg-Peak begleitet von Nebenmaxima auf seiner kurzwelligen Seite. Bei Unterbrechung der UV-Belichtung verschwinden sie innerhalb einiger zehntel Sekunden ebenso wie das Reflexionsmaximum zu kleineren Wellenlängen verschoben wird (vgl. auch Abb. 5.4). Besonders deutlich kann man dieses Verhalten an den beiden Spektren für 78 s und 95 s sehen, die mit geringem Belichtungszeitversatz aufgenommen wurden.



(a) Vergleich experimentell ermittelter und modellierter FBG-Spektren.



(b) Ermittelte Brechzahlverläufe der FBG.

Abb. 5.2: FBG-Spektren und Brechzahlverläufe beim Einschreiben von FBG in Faser 744s mit einer UV-Durchschnittsleistung der fs-Pulse von etwa 200 mW. Dargestellt sind Spektren während und bei unterbrochener (blockierter Strahl, Abk.: bl) Belichtung.

Aus dem Vergleich der dazugehörigen Brechzahlverläufe (Abb. 5.2b) erkennt man, dass die Ursache in der DC-Komponente der Brechzahländerung liegt, denn die AC-Komponenten sind innerhalb der Toleranzen der bestimmten Parameter in Tab. 5.1 gleich. Eine sehr starke Abweichung lässt sich für $\Delta n_{DC,max}$ feststellen, die die asymmetrische Form inklusive der Nebenmaxima und Verschiebung des Bragg-Peaks verursacht. Die maximale

DC-Brechzahldifferenz zwischen dem belichteten und unbelichteten Zustand des FBG beträgt etwa $9 \cdot 10^{-4}$ nach den Simulationsergebnissen in Abb. 5.2b und ist damit größer als der Wert von $8,4 \cdot 10^{-4}$, der sich für ein homogenes FBG nach Gl. (2.26) aus einer Wellenlängenänderung von etwa 0,9 nm (Abb. 5.2a) abschätzen lässt. Generell wird die starke Brechzahländerung auf den thermooptischen Effekt zurückgeführt. Wird das FBG als Temperatursensor betrachtet, folgt aus der Bragg-Wellenlängenänderung von etwa 0,9 nm eine Temperaturänderung von etwa 80 K (Temperaturempfindlichkeit des FBG in Faser 744s $\approx 10,9$ pm/K, nach Abb. 5.23), die über den thermooptischen Effekt ($dn/dT \approx 8,66 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ [158]) eine maximale effektive Brechzahländerung von etwa $7 \cdot 10^{-4}$ verursacht. Eine Temperaturerhöhung in der FBG-Region kann damit den simulierten Brechzahlunterschied größtenteils erklären. Sie wurde ebenfalls mit einer Thermokamera (FLIR, ThermoCam P25) während der Belichtung nachgewiesen (Abb. 5.3). In diesem Fall ist die gemessene Temperatur niedriger als die im Faserkern mit dem FBG abgeschätzte, weil Wärmeleitung zum umgebenden Glas und Wärmeabstrahlung in Luft vom Fokusgebiet (Höhe $20\text{ }\mu\text{m}$ Länge etwa 1 cm) stattfinden. Die Messung zeigte immerhin eine Temperatur im Bereich von 37°C und damit eine deutliche Erwärmung gegenüber der Raumtemperatur von etwa 22°C . Eine weitere experimentelle Untersuchungen zum

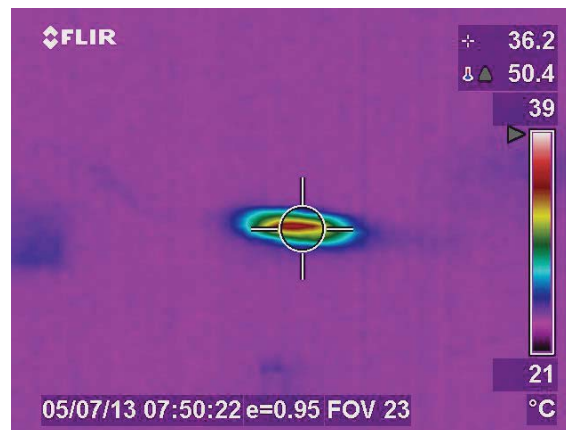


Abb. 5.3: Wärmebildaufnahme der Faser 744s bei der FBG-Herstellung mit etwa 250 mW Durchschnittsleistung der UV-fs-Pulse. Der Linienfokus (etwa $1\text{ cm} \times 20\text{ }\mu\text{m}$) liegt auf der Faser und konnte mit der Kamera nicht aufgelöst werden bzw. ist durch die Wärmeleitung nicht direkt sichtbar.

Abkühlverhalten der Faser nach der Belichtung bestätigt zudem das Auftreten einer UV-leistungsabhängigen Erwärmung der Faser während des Gitterherstellungsprozesses. Zur genaueren Untersuchung wurde der zentrale Bragg-Peak zeitaufgelöst beobachtet und aus seiner Verschiebung der Temperaturverlauf berechnet. Für die Messung wurde der verhältnismäßig langsame OSA im Aufbau Abb. 4.3 durch einen Interrogator (I-Mon 512 E-USB, Ibsen) mit einer Messfrequenz von 485 Hz ersetzt und der Verlauf der Bragg-Wellenlänge beim Blockieren des UV-Strahls gemessen. Die Auswertung ist in Abb. 5.4 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass die erreichte Temperatur während der Belichtung kaum vom Fasertyp bzw. der Dotierung abhängt, sondern entscheidend von der verwendeten

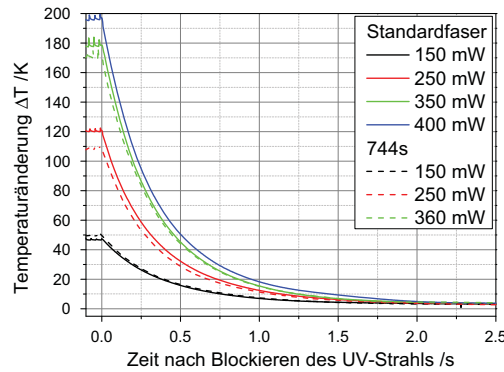


Abb. 5.4: Temperaturänderung im Faserkern an der FBG-Position beim Blockieren des UV-Strahls, d.h. nach dem Beenden der Belichtung zur FBG-Herstellung. Vermessen wurden zwei verschiedene Fasertypen bei verschiedenen UV-Durchschnittsleistungen. Die Temperaturempfindlichkeit des FBG in der Standardfaser wurde vergleichbar zur SMF-28e mit 10 pm/K angenommen, für Faser 744s beträgt sie 10,9 pm/K. Die Genauigkeit der Messung und Temperaturangabe liegt im Bereich von 5 %. Als Bezugstemperatur wurde die Raumtemperatur gewählt, gemessen 5 Minuten nachdem der Strahl blockiert wurde.

UV-Durchschnittsleistung zur Gitterherstellung. Die Ursache der Erwärmung während der FBG-Herstellung mit UV-fs-Pulsen wird in der UV-Absorption durch intrinsische und UV-induzierte Defekte im Glas vermutet, siehe dazu auch Abschn. 5.2 und 5.4. Eine weitere Ursache der abrupten Brechzahländerung könnten transzendente UV-absorbierende Defekte sein, die nur während der Belichtung existieren und eine zusätzliche Brechzahländerung nach dem Farbzentrenmodell verursachen. Es wird allerdings von einem vernachlässigbaren Einfluss dieses Anteils auf die Brechzahländerung ausgegangen, weil selbst für farbzentrenbasierte FBG in wasserstoffbeladenen Fasern von einem derartigen Effekt in der Literatur noch nicht berichtet wurde.

5.1.2 Simulierte Feldverteilung und experimenteller Nachweis

Die Kenntnis der genauen AC- und DC-Brechzahlverläufe ermöglicht neben der Erklärung der spektralen Erscheinung der FBG auch die Ableitung der Feld- und Intensitätsverteilung im FBG, ebenfalls unter Nutzung der Transfermatrixmethode. Die Feld- und Intensitätsverläufe entlang des FBG sind an einem Beispiel in Abb. 5.5 dargestellt. Die Intensitätsverteilungen sind dabei als Funktion der Position im FBG (z -Achse) und der Wellenlänge dargestellt. Die Grafiken geben damit Aufschluss darüber, an welcher Position welche Wellenlänge durch das FBG beeinflusst und reflektiert wird. Zur Vollständigkeit der Darstellung sind ebenfalls die Brechzahlprofile des FBG entlang der z -Achse dargestellt, sowie das Spektrum des FBG, welches sich anschaulich als Projektion aus dem Intensitätsverlauf $|R|^2 + |S|^2$ an der Position $z=0$ ergibt.

Die Simulationen und der experimentelle Nachweis des Intensitätsverlaufs basieren auf der Beschreibung eines hochreflektierenden FBG, weil dort die Beobachtungen aufschlussreicher sind als bei einem LR-FBG, bei dem das Licht größtenteils transmittiert wird. In der

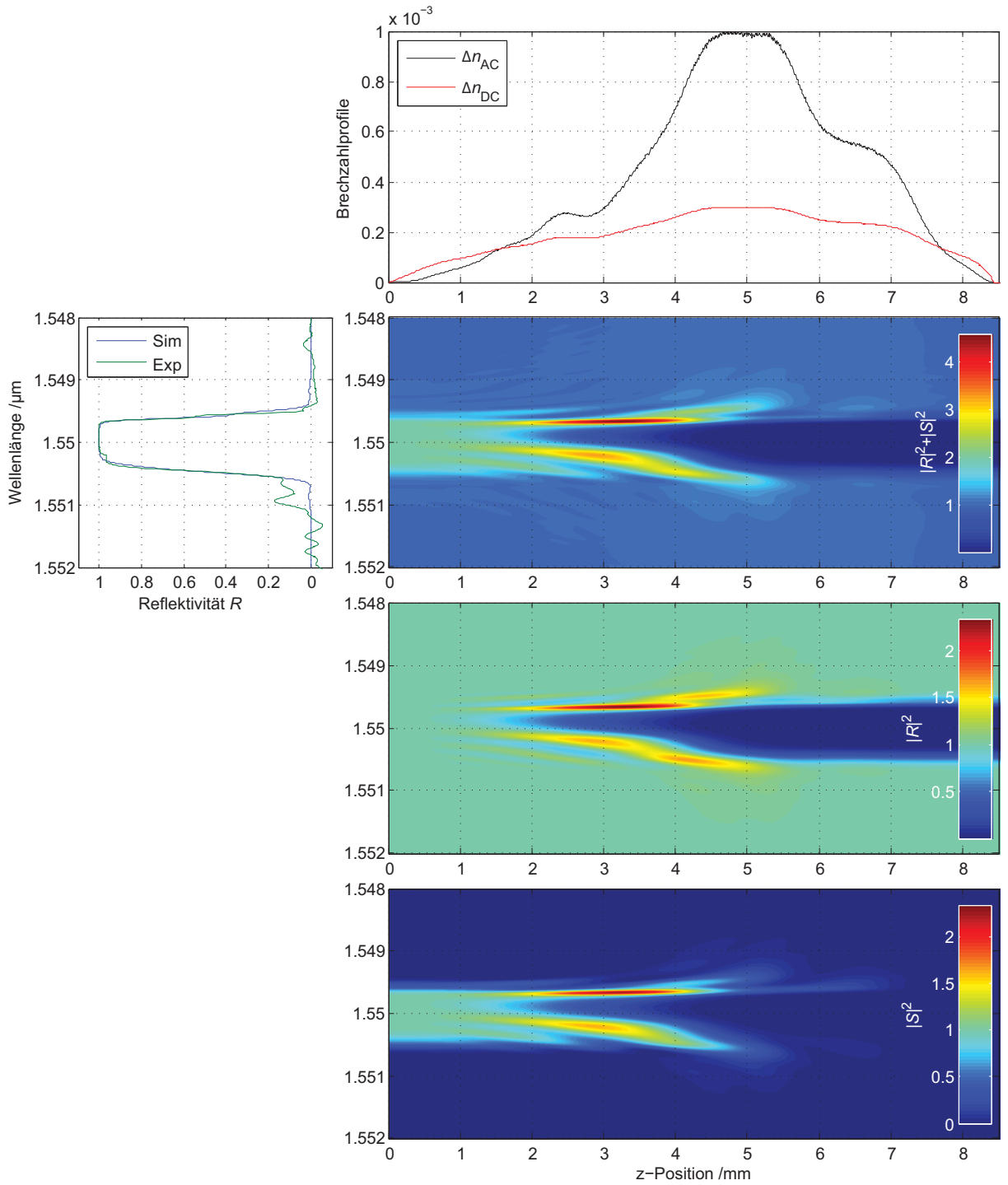


Abb. 5.5: Simulierte Feldverteilungen in dem FBG, welches auch für den experimentellen Nachweis benutzt wurde. Dargestellt sind das AC- und DC-Brechzahlprofil des FBG, gemessenes (Exp) und simuliertes (Sim) FBG-Spektrum sowie die Intensitätsverteilung die sich aus Addition der vorwärts R und rückwärts S propagierenden Referenz- und Signalfelder ergibt, und die Intensitätsverteilung der R - und S -Komponenten im Einzelnen.

Simulation in Abb. 5.5 wird die HR-Eigenschaft des FBG an dem breiten, flachen Spektrum und der Brechzahländerung bis $1 \cdot 10^{-3}$ deutlich. Ebenfalls typisch für ein HR-FBG ist, dass die Zentralwellenlänge bei etwa 1550 nm nur etwa 2 mm in das FBG eindringt (vgl. $|R^2|$), bevor sie vollständig reflektiert wird (vgl. $|S^2|$). Damit ist die Gesamtlänge des FBG in dem untersuchten Fall deutlich weniger entscheidend für den spektralen Verlauf und die Feldverteilung als die starke Brechzahlmodulation. Für Wellenlängen im Bereich der Flanken des Reflexionsmaximums ist in allen drei Intensitätsverläufen eine Intensitätsüberhöhung zwischen 1-5 mm entlang des FBG sichtbar. Die Überhöhung bezieht sich dabei auf einen Intensitätsanstieg über die normierte Eingangsintensität und ist in Abb. 5.5 rot dargestellt. Als Ursache der Überhöhung wurde bereits in [32] der Fabry-Perot-Effekt bzw. die Bildung eines Fabry-Perot-Resonators, bestehend aus zwei zueinander passenden (Mikro-) Bragg-Reflektoren als Teil des FBG, voraus gesagt. Dieser Effekt tritt ebenso bei anderen AC- und DC-Brechzahlprofilen auf, so auch bei einem ideal gaußförmigen FBG-Brechzahlprofil [40], welches zum Vergleich in Abb. 5.6 dargestellt ist.

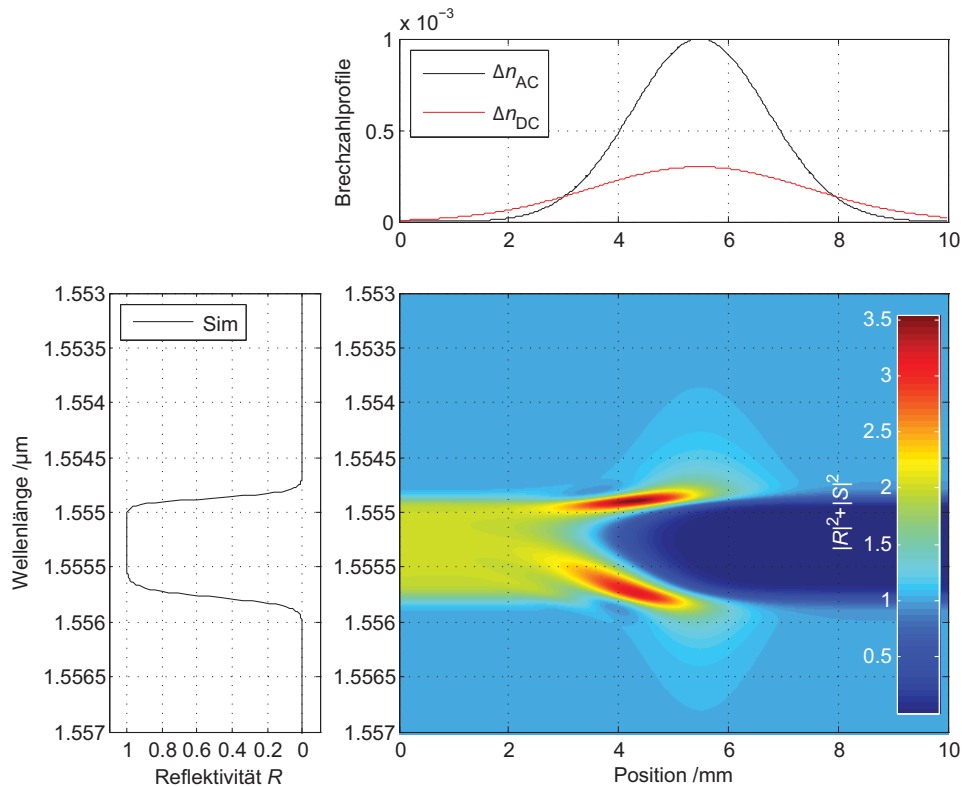


Abb. 5.6: Simulation eines FBG mit gaußförmigem Brechzahlverlauf. Dargestellt sind das AC- und DC-Brechzahlprofil des FBG, das simulierte FBG-Spektrum sowie die Intensitätsverteilung die sich aus Addition der vorwärts R und rückwärts S propagierenden Referenz- und Signalfelder ergibt.

In beiden Simulationen fällt eine Asymmetrie der Intensitätsverteilung auf. Speziell für die Intensitätsüberhöhungen heißt das, dass die Wellenlängen der langwelligen Flanke

des FBG über einen spektral und räumlich größeren Bereich eine Überhöhung bilden als die kurzwelligeren Anteile. Der Grund der Asymmetrie in der Intensitätsverteilung liegt ebenso wie bei der spektralen Asymmetrie in der DC-Brechzahlkomponente begründet. Ohne eine Änderung des DC-Brechzahlanteils ist der Intensitätsverlauf ebenso wie das Spektrum symmetrisch bezüglich der zentralen Bragg-Reflexionswellenlänge, sodass sich die Intensitätsüberhöhungen an den gleichen Positionen im FBG befinden.

Zur Verifizierung des simulierten Intensitätsverlaufes entlang des FBG wurde folgendes Experiment entworfen. Das Prinzip beruht darauf, dass an fester Position im FBG verschiedene Intensitäten bei Variation der eingekoppelten Wellenlänge zu erwarten sind. Anschaulich bedeutet das im Sinne von Abb. 5.5, dass ein Querschnitt durch die summierten Feldintensitäten bei fester Position gelegt wird. Speziell im Bereich der z-Position von 2-5 mm sollten beim Durchstimmen der Wellenlänge zwei Maxima und ein Minimum durchlaufen werden. Auf Grund der Lichtführungseigenschaften der Faser wird das Licht hoher Intensität aber nicht die Faser verlassen, sondern im Kern lokalisiert bleiben. Für diese Studie muss daher eine Faser gefunden werden, die z.B. eine messbare Fluoreszenz aufweist und das Licht absorbiert, für welches das FBG wirksam ist. Dann entspricht ein simuliertes Intensitätsmaximum einem messbaren Fluoreszenzmaximum und entsprechend gleiches gilt für das Minimum. Eine Bedingung für eine aussagekräftige Messung ist, dass das Licht über die gesamte FBG-Region gleichmäßig absorbiert wird, indem z.B. eine Faser mit geeignetem Absorptionskoeffizienten für den Gitterwellenlängenbereich gewählt wird. Zugleich sollte die Faser in Übereinstimmung mit den Simulationen monomodig im Spektralbereich des FBG sein. Auf eine Wechselwirkung von höheren Moden mit dem FBG wird in der vorliegenden Arbeit nicht eingegangen. Zusammenfassend sollte für den experimentellen Nachweis einer Intensitätsüberhöhung im FBG-Bereich sowohl die Faser monomodig als auch ein FBG mit entsprechender Wellenlänge im Absorptionsband herstellbar und eine genügend fein durchstimmbare Laserlichtquelle vorhanden sowie die angeregte Fluoreszenz mit einem Spektrometer messbar sein. Alle Punkte konnten zufriedenstellend mit folgendem Messaufbau realisiert werden (Abb. 5.7).

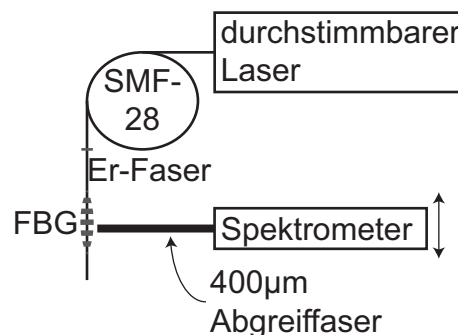


Abb. 5.7: Messaufbau zu Verifizierung der Intensitätssimulation aus Abb. 5.5, basierend auf der Er-Fluoreszenz, die mit Licht bei der Bragg-Wellenlänge im Telekom-C-Band angeregt werden kann. Die SMF-28-ähnliche Faser diente nur als Zuleitungsfaser.

Die Messung basiert auf einem FBG im Telekom-C-Band (1550 nm) in einer Er/La-kodotierten Faser (0,25 mol% Er_2O_3 , 0,38 mol% La_2O_3 , Kerndurchmesser $3,7\text{ }\mu\text{m}$, Mono-mode-Cut-off bei etwa $1\text{ }\mu\text{m}$). Sie absorbiert im Telekom-C-Band und zeigt dort auch eine typische Fluoreszenz, die industriell für die Anwendung in Telekommunikations-Verstärkersystemen ausgenutzt wird. Für den Bereich um 1550 nm ist im Rahmen der Arbeiten ebenfalls eine durchstimmbare Laserquelle mit einer Genauigkeit bis $0,01\text{ nm}$ vorhanden (*Agilent tunable laser source 1550 nm, 81682A*) und die FBG-Herstellung in diesem Wellenlängenbereich ist unproblematisch. Die Fluoreszenzmessung wurde mit Hilfe eines fasergekoppelten Spektrometers durchgeführt. Die Abgreiffaser war multimodig, es kam hier nur auf den großen Kern zum Abgreifen von möglichst viel Fluoreszenzlicht an, welches vom Faserkern der Er/La-Faser abgestrahlt wird. Sie wurde etwa 4 mm vom lichtquellenzugewandten Ende des FBG möglichst nah an der Faser positioniert. Mit dem Spektrometer (*Spectro 320D, Instrument Systems*) wurden für jede eingestellte Wellenlänge des durchstimmbaren Lasers nun das Er-Fluoreszenzspektrum aufgezeichnet.

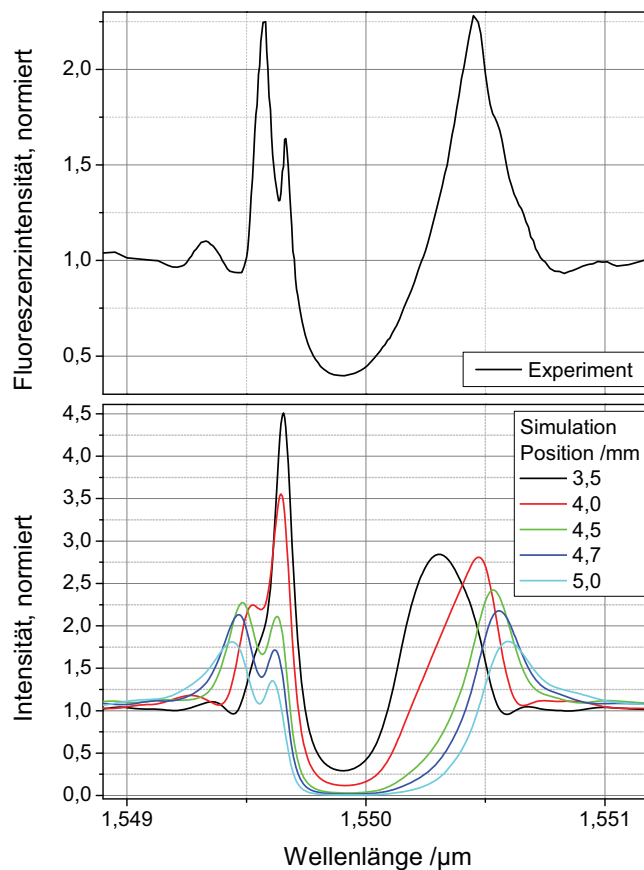


Abb. 5.8: Dargestellt ist der gemessene Fluoreszenzintensitätsverlauf als Funktion der Anregungswellenlänge an einer Position des FBG und zum Vergleich die simulierten Intensitätsverläufe an verschiedenen Gitterpositionen. Beide Verläufe wurden normiert bzgl. einer ungestört transmittierten Wellenlänge, für die das FBG nicht wirksam ist.

Die Entwicklung einer beliebig gewählten Fluoreszenzwellenlänge bei Variation der Anregungswellenlänge ist in Abb. 5.8 dargestellt. Qualitativ stimmt der gemessene Kurvenverlauf, der etwa bei einer Position von 4-5 mm aufgenommen wurde, mit dem simulierten Verlauf für 4,7 mm überein bezüglich der Aufteilung der Maxima als auch der Form des Minimums. Eine Intensitätsüberhöhung um die Zentralreflexionswellenlänge, die in der Abbildung als Minimum erscheint, konnte damit experimentell bestätigt werden.

Die nachgewiesene Intensitätsüberhöhung bringt für die hier untersuchte Anwendung eines FBG zur Wellenlängenstabilisierung eines cw-Faserlasers (Kap. 6) keine Beschränkungen mit sich, weil der Faserlaser auf der Wellenlänge mit den geringsten Verlusten, d.h. im Reflexionsmaximum, anschwingen wird. In Laseraufbauten, bei denen große spektrale Breiten eine Rolle spielen, z.B. bei FBG-stabilisierten gepulsten Faserlasern und Verstärkeraufbauten, könnten die beschriebenen Intensitätsüberhöhungen in dem FBG relevant sein. Ebenso wäre eine Intensitätsüberhöhung in Faserlaserkonfigurationen, bei denen sich die Reflexionswellenlängen zweier als HR-Spiegel genutzter FBG z.B. durch einen Temperatureinfluss gegeneinander verschieben, vorstellbar. Mögliche Effekte wie eine starke Erwärmung oder das Auftreten nichtlinearer Effekte, bis hin zur FBG- und Faserzerstörung, könnten die Folge sein. Eine Leistungsbeschränkung, um eine Degradation des FBG zu vermeiden, sollte in einem solchen Fall in Betracht gezogen werden.

5.2 Absorbierende Defekte in Faser-Bragg-Gittern

Die Untersuchung der Absorptionseigenschaften der FBG fernab ihrer Reflexionswellenlänge ist wichtig für die spätere Anwendung im Faserlaser, insbesondere weil Photodarke-ning-Effekte für die UV-Belichtung verschieden dotierter optischer Fasern schon berichtet wurden [134–136]. Die Entstehung von Farbzentren oder generell absorbierenden Defekten bei der FBG-Herstellung wird deshalb in diesem Abschnitt qualitativ untersucht. Das beinhaltet die Fragen, wie sich UV-induzierte Defekte in den optischen Eigenschaften widerspiegeln, welches Verhalten sie bei der UV-fs-Puls-Bestrahlung zeigen und welche Folgerungen daraus für das beobachtete Verhalten bei der FBG-Herstellung und der späteren Anwendung gezogen werden können.

Für diese Untersuchungen wurden Absorptions- und Fluoreszenzmessungen an mikrostrukturierten Faserpreformscheiben sowie Absorptionsmessungen an Fasern mit FBG durchgeführt [75]. Für die Untersuchung kleiner Absorptionsänderungen eignen sich Fasern besser, weil die Absorptionslänge größer ist. Die Untersuchung der Preformscheiben ist für orts aufgelöste Messungen der Kern- und Manteleigenschaften zu bevorzugen, deren getrennte Messung an der Faser auf Grund der kleinen Abmessungen nicht möglich ist. Für die Absorptionsmessung an Preformscheiben wird das Licht einer kombinierten Deuterium-Halogenlampe (*Mikropack*, Emissionsbereich 190-1600 nm) auf den Preformkern fokussiert und mit einem fasergekoppelten Spektrometer (Spektro 320D, *Instrument Systems*) das Transmissionsspektrum gemessen. Die Messung kann ggf. auch bezüglich der

Mantelabsorption über eine Referenzmessung im unbelichteten Mantelbereich korrigiert werden. Für die Fluoreszenzmessung wird der Preformkern mit einer Deuteriumlampe (Emissionsbereich 190-350 nm) bestrahlt und das Fluoreszenzlicht seitlich abgegriffen. Die Ergebnisse für einige ausgewählte Proben sind in den folgenden Abbildungen dargestellt.

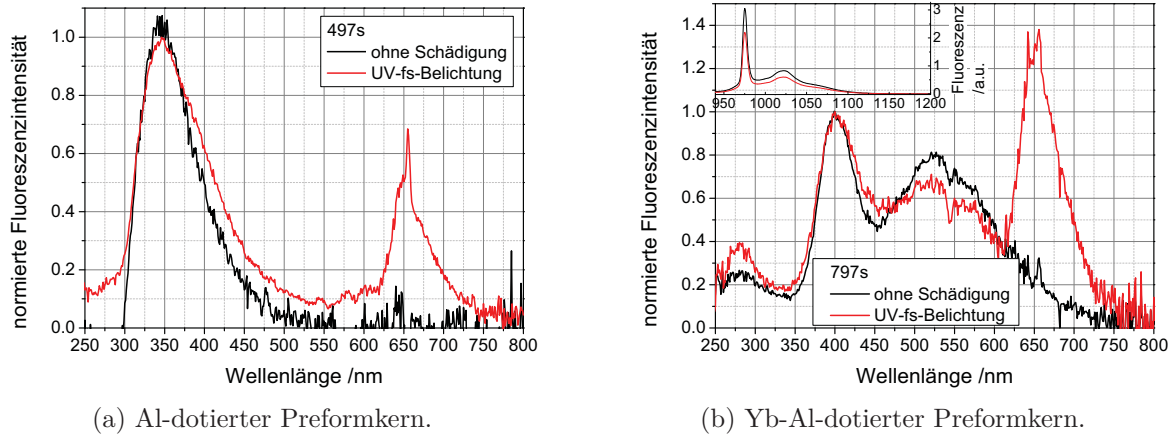


Abb. 5.9: Fluoreszenzspektren bei UV-Anregung geringer Intensität, gemessen an zwei verschiedenen Preformscheiben ohne (a) und mit (b) Yb-Kodotierung [75]. Die NBOHC-Fluoreszenz um 650 nm ist mit einer Instabilität der Lichtquelle überlagert (schmale Maxima).

Eine sehr typische Veränderung im Fluoreszenzspektrum durch intensive UV-Bestrahlung ist das Auftreten der NBOHC-Fluoreszenz bei 630-650 nm. Für die 1/1-Probe (797s) ist ebenfalls ein Peak bei 280 nm zu erkennen, der bei Bestrahlung stärker wird. Er kann der Si-ODCII-Fluoreszenz zugeordnet werden [49]. Die anderen, sowohl vor als auch nach der UV-fs-Puls-Bestrahlung auftretenden Peaks können keinen spezifischen Defekten zugeordnet werden, hier fehlen Vergleichsangaben. Vermutlich steht der Hauptpeak bei 350 nm, auf den normiert wurde, ebenfalls mit Si-ODCII-Defekten, modifiziert durch ihre Nachbarschaft zu anderen Kodotanden wie P oder Al, in Zusammenhang [57]. Typisch im Vergleich zu Al-Proben ist für Yb-kodotierte Proben eine Verschiebung dieses Fluoreszenzmaximums zu größeren Wellenlängen und eine breite Fluoreszenz zwischen 450-650 nm. Die Verschiebung des Peaks könnte dabei neben der geänderten Kodotierung auch über die Lage der Absorptionskante erklärt werden, die für Yb-dotierte Proben bei höheren Wellenlängen auftritt (Abb. 5.10). Dadurch wird die kurzwellige Flanke des Fluoreszenzpeaks bereits effektiv absorbiert und der Peak dadurch scheinbar zu größeren Wellenlängen verschoben.

Auffällig ist ebenfalls die Abnahme der Yb^{3+} -Fluoreszenzintensität nach der Belichtung (Abb. 5.9b, Unterdiagramm). Zudem wurde festgestellt, dass die Lebensdauer des angeregten Yb^{3+} -Zustandes durch die UV-Bestrahlung von 800 μs auf 650 μs absinkt [159].

In den Absorptionsspektren (Abb. 5.10) sind deutliche Absorptionzunahmen durch die UV-fs-Puls-Bestrahlung zu erkennen. In beiden Fällen, mit und ohne Yb-Kodotierung,

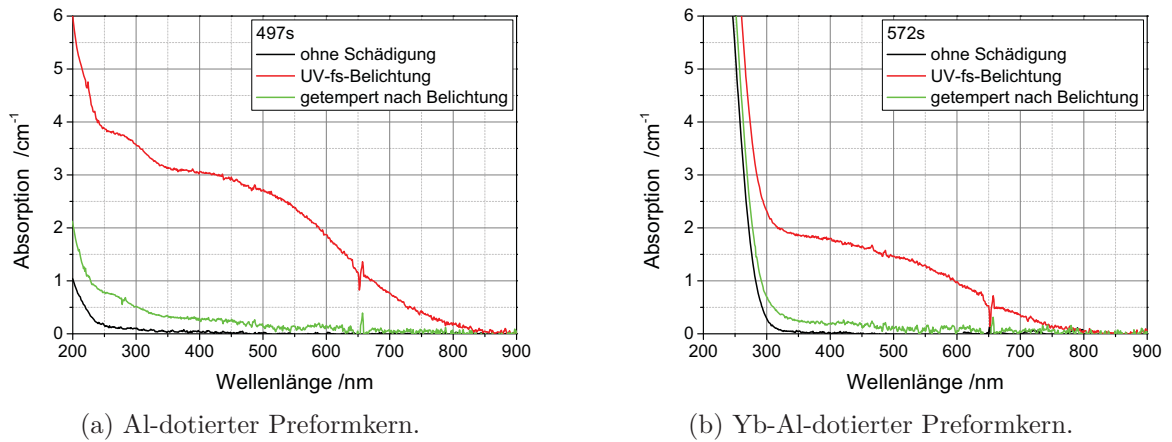


Abb. 5.10: Absorptionsverläufe, gemessen an zwei verschiedenen Preformscheiben ohne (a) und mit (b) Yb-Kodotierung [75]. Die Unstetigkeit bei 650 nm wird durch die Lichtquelle verursacht. Zum Bleichen der Breitbandabsorption wurden die Preformscheiben bei 550 °C für 30 min getempert.

wird ein breites Absorptionsband vom UV bis VIS induziert, welches sich bis in den NIR-Bereich ausdehnt [13]. Dieser Effekt wird in Anlehnung an frühere Literaturberichte in dieser Arbeit als UV-fs-induziertes Photodarkening (UV-fs-PD) bezeichnet. Neben der Änderung der Transmissionseigenschaften des FBG im VIS-NIR-Bereich führt die Absorption entsprechender Strahlung zu einer nachteiligen Erwärmung der FBG-Region, auf deren Rolle für die Herstellung und Anwendung der FBG ausführlicher in den Abschnitten 5.2.2, 5.4.2 und 5.4.3 eingegangen wird. Durch eine geeignete Kodotierung mit z.B. Cer (Abb. 5.14 [S. 58]) kann das UV-fs-PD vermieden werden. Ebenso kann über eine Temperaturbehandlung die Breitbandabsorption ausgebleicht und annähernd der ursprüngliche Absorptionsverlauf wieder hergestellt werden (jeweils grüne Kurven in Abb. 5.10). Zum Ausheilen der Absorption im NIR genügen bereits wenige Minuten Tempern der belichteten Faser bei 530 °C [13]. Eine weitere Methode zur Minimierung des UV-fs-PD ist die Nachbelichtung mit niedrigen UV-Leistungen, die detailliert im nächsten Teilabschnitt vorgestellt wird.

5.2.1 Gleichgewichtszustände der Absorption bei UV-fs-Puls-Belichtung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass absorbierende Defekte durch die UV-Belichtung im Faserkernmaterial induziert werden. Von Interesse ist nun, ihre Entstehung bei der UV-fs-Belichtung genauer zu untersuchen, auch um ein UV-induziertes Bleichen der Defekte zu analysieren.

Die zeitaufgelösten Dämpfungsmessungen wurden am Phasenmasken-Interferometer mit folgendem modifizierten Transmissionsmessaufbau durchgeführt. Als Lichtquelle zur Charakterisierung des FBG in Abb. 4.3 [S. 35] wurde eine Superkontinuumslichtquelle (*Fianium*

SC-400, Abk.: SC) gewählt, kombiniert mit einem Kantenfilter zur Unterdrückung von faserschädlicher NIR-Strahlung. Das emittierte Licht im Bereich von 470-760 nm wurde in eine, für diesen Spektralbereich monomodige Zuleitungsfaser eingekoppelt, zwischen die etwa ein 2 cm langes Stück der zu untersuchenden Testfaser gesplittet wurde. Maximal 1 cm der Testfaser, entsprechend dem UV-Strahldurchmesser, wurde im Interferometer homogen (ein Arm blockiert) oder mit dem Interferenzmuster, wie zur FBG-Herstellung, belichtet und der Transmissionsverlauf mit einem Spektrumanalysator (*Ando AQ-6315A*) gemessen und PC-gestützt aufgezeichnet. Speziell die 650 nm-Wellenlänge wurde zur Untersuchung der Transmissionsänderung gewählt, weil sie im Bereich der induzierten Breitbandabsorption liegt und standardmäßig für Messung des NIR-induzierten Photodarke-ning in Yb-dotierten Fasern benutzt wird.

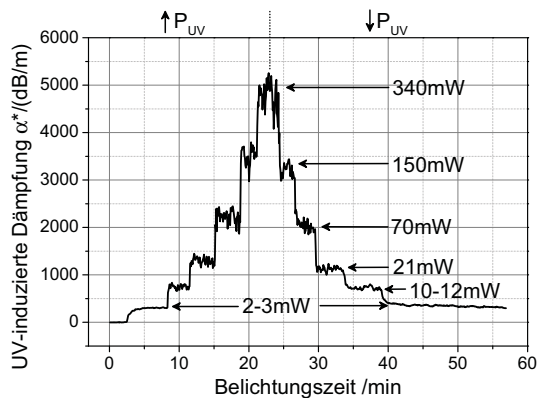


Abb. 5.11: Gleichgewichtszustände für homogene Belichtung von Faser 744s mit steigender und sinkender UV-Durchschnittsleistung. Die Dämpfungsangabe beziehen sich auf die Messung der Transmission bei 650 nm.

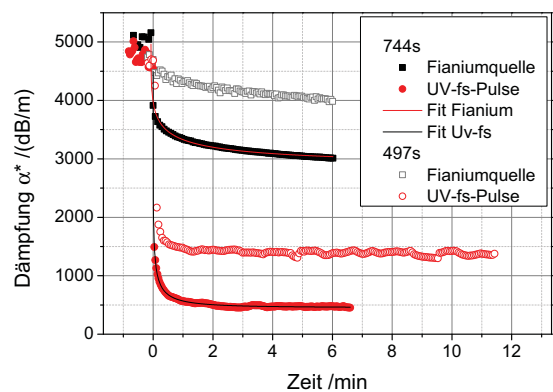


Abb. 5.12: Vergleich der Dämpfungssenkung bzw. der Defektausheilung durch die SC-Messlichtquelle allein und während des UV-fs-PB bei homogener Belichtung mit 1.3-3 mW. Der Ausgangszustand, d.h. der starke Dämpfungszustand, wurde durch Belichtung mit 340-370 mW hergestellt.

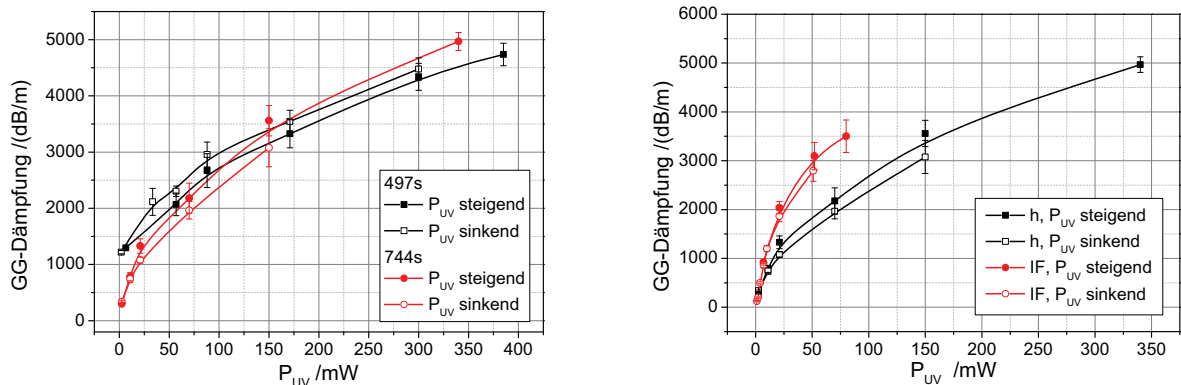
Für verschiedene UV-fs-Puls-Durchschnittsleistungen, gemessen vor dem Interferometer, wurde die Transmissionsänderung T , normiert auf die Transmission der ungeschädigten Probe, aufgezeichnet und über $\alpha^* = -10 \log(T)/L$ die Faserkerndämpfung als Mittelwert über die Länge L des bestrahlten Gebietes ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.11 exemplarisch für eine homogene Belichtung von der Yb-Al-dotierten Faser 744s gezeigt. Für eine Interferenz(IF)-Belichtung ergibt sich ein analoges Verhalten. Deutlich zu erkennen ist, dass bei steigender UV-Leistung die Dämpfung zunimmt, d.h. mehr absorbierende Defekte im Faserkern gebildet werden. Wird die UV-Leistung jedoch wieder abgesenkt, sinkt ebenfalls die gemessene Dämpfung, d.h. die Dichte absorbierender Defekte nimmt wieder ab. Es wurde dementsprechend ein Ausheilprozess beobachtet, der als eine Art von Photobleichen (engl.: Photobleaching, Abk.: UV-fs-PB) aufgefasst wird. Damit wäre es über eine Nachbelichtung einer UV-fs-PD-geschädigten Probe, z.B. einem FBG, mit

niedrigerer UV-Leistung möglich, die Dichte der absorbierenden Defekte effizient zu senken (experimenteller Nachweis in Abschn. 5.4.3). Der neue Dämpfungszustand wird quasi instantan erreicht und nur für sehr geringe UV-Leistungen von 2-3 mW für die homogene Belichtung war eine Auflösung des zeitlichen Verlaufs mit dem benutzten Messsystem möglich. Für Leistungen über 3 mW dominieren starke Dämpfungsschwankungen den Kurvenverlauf in Abb. 5.11, verursacht durch Laserschwankungen oder dem ständig stattfindenden, UV-Leistungs- sowie temperaturempfindlichen Defektbildungs- (PD), -anregungs- und -ausheilungsprozess (PB). Die Absorption von UV-Licht durch die Defekte, d.h. eine Defektanregung, kann eine Erwärmung verursachen, die auf Grund der leistungsabhängigen Defektdichte ebenfalls UV-leistungsabhängig ist. Eben dieses Verhalten wird bei der FBG-Herstellung beobachtet. In der Diskussion der Dämpfungsschwankungen sollte ebenfalls der Einfluss der SC-Messquelle beachtet werden. Trotz des verwendeten Kantenfilters und einer Maximalleistung der SC-Quelle im VIS von unter $0.8 \mu\text{W}$ konnte das Bleichen einer stark geschädigten Faserprobe durch die Messung beobachtet werden, dargestellt in Abb. 5.12. Dabei ist der PB-Prozess durch die SC-Quelle im Vergleich zum Ausheilen mit niedrigen UV-Leistungen (SC-Quelle an) aber wesentlich langsamer und ineffizienter. Zur Quantifizierung wurden die Zeitkonstanten über die Kurvenanpassung einer gestreckte Exponentialfunktion (vgl. [160]) an die Messwerte bestimmt zu 0,88 s für das Ausheilen der Absorption mit UV-fs-Pulsen und 11 s für die SC-Quelle. Gegenüber einer UV-Nachbehandlung erscheint der Einfluss der SC-Quelle damit für kurze Messzeiten vernachlässigbar. Für kontinuierliche Messungen, d.h. die SC-Quelle ist lange Zeit eingeschaltet, verursacht ihr PB eine Änderung in den GG-Dämpfungswerten. Das ändert jedoch nichts Grundlegendes an dem Prinzip des UV-fs-PD und -PB.

In Abb. 5.11 ist auffällig, dass für gleiche Leistungen gleiche Dämpfungszustände erreicht werden, unabhängig davon, ob man sich von einem niedrigeren oder höheren Dämpfungswert bzw. einer niedrigeren oder höheren UV-Leistung nähert. Dies spricht für die Ausbildung von UV-leistungsabhängigen Gleichgewichtszuständen (GG), ähnlich den GG-Zuständen wie sie für NIR-PD berichtet wurden [160]. Die Leistungsabhängigkeit wurde für zwei verschiedene Al-kodotierte Fasern untersucht, die Ergebnisse sind in Abb. 5.13 dargestellt. Die Messung wurde auf die angegebenen UV-Leistungen beschränkt, weil einerseits 350 mW dem Maximalwert zur FBG-Herstellung entspricht und andererseits bei höheren Leistung die gemessenen Dämpfungswerte mit dem gegebenen Messaufbau nicht mehr aussagekräftig sind, weil die Transmission nahe der Rauschgrenze lag.

Die GG-Dämpfungswerte für die beiden Fasern 744s, Yb-Al-dotiert, und 497s, Al-dotierte Referenzfaser, weichen innerhalb der Messgenauigkeit kaum voneinander ab. Das bestätigt, dass die Bildung von breitbandabsorbierenden Defekten, die solche GG-Zustände zeigen, nicht wie im NIR oder bei geringen UV-Intensitäten auf Yb-dotierte Fasern beschränkt ist [61].

Neben der homogenen Belichtung, die eine gleichmäßige Schädigung bzw. Defektbildung entlang der Faser verursacht, ist ebenso eine Analyse der Dämpfungszustände bei Be-



(a) Gleichgewichtsdämpfungswerte für verschiedene Fasern.

(b) Gleichgewichtsdämpfungswerte bei verschiedenen Belichtungsarten.

Abb. 5.13: Gleichgewichtsdämpfung in Abhängigkeit der UV-Durchschnittsleistung für (a) verschiedene Fasern bei homogener Belichtung und (b) für Faser 744s für verschiedene Belichtungsbedingungen (h -homogene Belichtung, ein Interferometerarm blockiert; IF -Interferenzbelichtung, vergleichbar zur FBG-Herstellung). In beiden Fällen wurden die GG-Zustände sowohl von niedrigerer Dämpfung durch UV-Leistungserhöhung, als auch höherer Dämpfung durch Leistungsabsenkung eingestellt.

lichtung mit dem Interferenzmuster (IF), vergleichbar zur FBG-Herstellung, von Interesse (Abb. 5.13b). Durch IF -Belichtung werden bei gleicher UV-Leistung deutlich größere Dämpfungen in der Faser induziert als bei homogener Belichtung. Zu beachten ist dabei, dass die Leistung vor dem Interferometer gemessen wurde, sodass für einen Vergleich zwischen IF und homogener Belichtung der Leistungswert der homogenen Belichtung halbiert werden sollte. Bei 80 mW IF und 150 mW homogener Belichtung treffen dann etwa gleichviele Photonen pro Sekunde auf die Faser und die erzeugten, über die Faserlänge gemittelten Dämpfungen sind innerhalb der Toleranzangaben gleich. Das Konzept der GG-Dämpfungszustände ist also auch auf die IF -Belichtung und damit auch auf die FBG-Herstellung anwendbar, worauf in Abschn. 5.4.3 detailliert eingegangen wird.

5.2.2 UV-fs-Photodarkening im Vergleich zu UV-ns- und NIR-Belichtung, Folgerungen für die Herstellung und Anwendung von FBG

Nachdem für die UV-fs-Puls-Belichtung die Entstehung von absorbierenden Defekten beobachtet und untersucht wurde, stellt sich die Frage, ob nicht bei geringeren Pulsspitzenleistungen, z.B. bei der Verwendung von ns-Pulsen, die Entstehung der Defekte vermieden werden kann und damit die FBG-Herstellung mit ns-Pulsen diesbezüglich vorteilhafter wäre. Es wurde aber festgestellt, dass durch die Belichtung einer Preformscheibe mit UV-ns-Pulsen ebenfalls eine Breitbandabsorption induziert wird (siehe Abb. 5.14).

Ein entscheidender Unterschied zur UV-fs-Herstellung von FBG ist, dass diese in Yb-

dotierten Fasern mit ns-Pulsen nicht herstellbar sind (Abb. 4.1). Unter diesem Gesichtspunkt wird der induzierten Absorptionsänderungen und damit dem Farbzentrenmodell ein geringerer Einfluss an der Brechzahlmodifikation zur FBG-Bildung bei fs-Belichtung zugeschrieben.

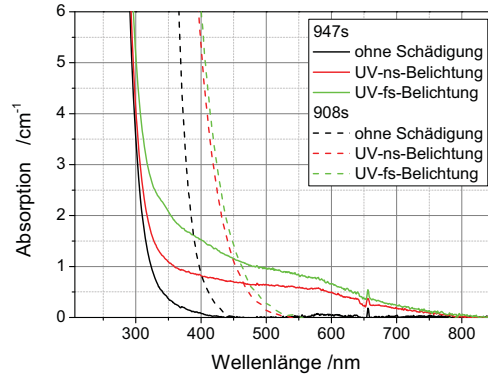


Abb. 5.14: Qualitativer Vergleich der Absorptionsänderung durch UV-Bestrahlung mit verschiedenen Pulslängen [75]. Bei Belichtung mit UV-ns- und -fs-Pulsen wird eine Breitbandabsorption im Yb-Al-dotierten Faserpreformkern 947s induziert, bei der Ce-kodotierten Faser 908s verschiebt sich durch UV-Bestrahlung der Ce^{3+} -Absorptionspeak.

Bedeutender ist der Einfluss der Breitbandabsorption zu der Erwärmung während der FBG-Herstellung und bei der Anwendung. So wird die induzierte Absorption im UV als Erklärung für die beobachtete Erwärmung der Faser während der FBG-Herstellung (Abschn. 5.1) mit den 266 nm-Pulsen gesehen. Nachteilig ist die Breitbandabsorption für Anwendung der FBG im VIS und NIR-Spektralbereich. Besonders im letzten Fall wird die induzierte Absorption die Funktion des FBG unter optischem Pumpen und im Laserbetrieb maßgeblich beeinflussen (siehe dazu Abschn. 5.4.2 und Kap. 6), z.B. zu einer Erwärmung führen, einer Leistungsdegradation des Faserlasers durch einen Reflektivitätsverlust des FBG oder bei höheren Leistungen zu einer Beschädigung des Fasercoatings bzw. der Faser selbst.

Eine Leistungsdegradation im Laserbetrieb durch eine Absorptionsänderung ist ebenfalls vom NIR-induzierten Photodarkening-Effekt bekannt, bei dem ebenso eine Breitbandabsorption erzeugt, die Fluoreszenzintensität des Yb^{3+} gesenkt und die Lebensdauer des angeregten Yb^{3+} Zustandes verkürzt wird [161]. Die Existenz von Gleichgewichtszuständen wird ebenfalls berichtet [160]. Im Vergleich zum NIR-PD und -PB laufen die Prozesse mit UV-fs-Pulsen jedoch schneller ab. Ein direkter Vergleich der UV und NIR-induzierten Absorptionsverläufe ist in Abb. 5.15 gezeigt.

Für die Yb-Al-kodotierten Proben ist in beiden Schädigungsfällen wieder die typische Breitbandabsorption sichtbar. Aus ESR- und Transmissionsuntersuchung an Yb-dotierten Proben, die mit Gamma- und NIR-Bestrahlung geschädigt wurden, konnten Al-OHC als Ursache der Breitbandabsorption identifiziert werden [62]. Vermutlich werden in dem vorliegenden Fall durch intensitätsstarke UV-Bestrahlung mit ns- und fs-Pulsen ebenfalls

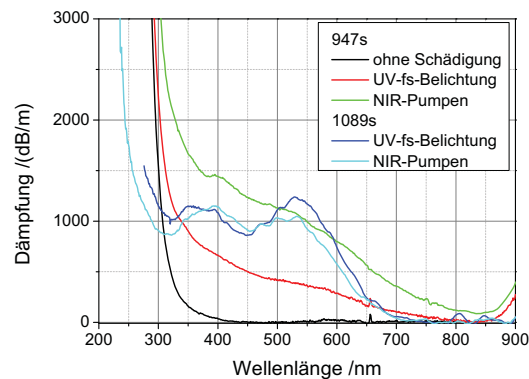


Abb. 5.15: Vergleich der Form der Absorptionsverläufe bei Schädigung mit NIR-Kernpumpen und durch FBG-Einschreiben mit UV-fs-Pulsen in zwei verschiedenen Fasern. Es sind Messungen an Fasern und Preformen (947s ohne Schädigung, UV-fs-Belichtung) gezeigt [75], sodass nur der qualitative Kurvenverlauf zu vergleichen ist.

Al-OHC-Defekte erzeugt. Im Fall der stark P-kodierten Faser 1089s sieht man zwei typische Absorptionsbanden der P-OHC, die für beide Schädigungsarten in ihrer Wellenlängenlage gut übereinstimmen.

Um die sich stark ähnelnde Breitbandabsorption, induziert durch UV oder NIR, im Weiteren besser unterscheiden zu können wird sie bei UV-fs-Puls-Erzeugung als UV-fs-PD bezeichnet, bei Erzeugung durch NIR-Pumpen als NIR-PD. Eine gegenseitige Beeinflussung beider PD-Prozesse wird in Abschn. 5.4.2 näher untersucht.

5.3 Verdichtung und Spannungen in Faser-Bragg-Gittern

In diesem Abschnitt werden Fasern und Preformproben qualitativ auf Indikatoren untersucht, die auf eine Verdichtung und Spannungsänderung durch den FBG-Herstellungsprozess hinweisen. Indizien für eine Verdichtung können schon während des Einschreibprozesses beobachtet werden, als eine, zur Temperaturverschiebung zusätzliche Änderung der Bragg-Wellenlänge. Diese Auswertung kann an dem FBG in der Faser selbst durchgeführt werden, wohingegen für weitere volumenbezogene Untersuchungen Preformscheiben genutzt wurden. Wesentlich aufschlussreicher als Raman-Messungen an den Preformscheiben zum Nachweis von strukturellen Änderungen im Glasnetzwerk, die eine Verdichtung verursachen, war die Untersuchung angeätzter Preformen mit dem Rasterkraftmikroskop (AFM), bei der die unterschiedlich verdichteten Gebiete des FBG als Oberflächenrelief erscheinen. Um die Verdichtungs-Spannungs-Thematik zu vervollständigen, wurden abschließend die Spannungszustände vor und nach dem FBG-Einschreiben an Faserproben untersucht.

5.3.1 Bragg-Gitterwachstum in der Faser

Während der FBG-Herstellung in den Fasern kann das Wachstum des FBG nachverfolgt werden. Neben der Reflektivität und spektralen Breite, die mit der Brechzahlmodulation verknüpft sind (Gl.2.23 [S. 13]), wird auch die Zentralwellenlänge verfolgt, die mit einer Änderung des effektiven Brechungsindex verbunden ist. Bei der Herstellung der FBG mit UV-fs-Pulsen muss dabei beachtet werden, dass durch eine Erwärmung über die Absorption der Pulse durch gebildete Defektzentren ebenfalls eine Verschiebung der Bragg-Wellenlänge auftritt (siehe Abschn.5.2.2). Die tatsächliche Änderung der Bragg-Wellenlänge ohne thermischen Einfluss lässt sich also nur korrekt bestimmen, wenn kein UV-Licht auf die Faser trifft, d.h. die UV-Belichtung unterbrochen wird. In Abb. 5.16 ist

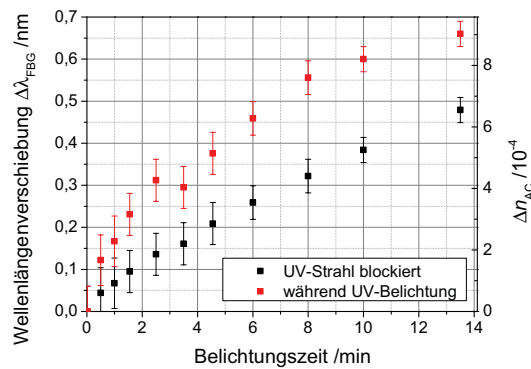


Abb. 5.16: Bragg-Wellenlängenverschiebung und die daraus resultierende AC-Brechzahländerung in Abhängigkeit von der Belichtungszeit.

deshalb sowohl die Wellenlängenänderung während UV-Belichtung als auch bei unterbrochener Belichtung (UV-Strahl blockiert) dargestellt. Deutlich ist in beiden Fällen eine Verschiebung der Bragg-Wellenlänge zu größeren Wellenlängen. Die Größe der Verschiebung ist dabei abhängig von den gewählten Laserparametern wie der UV-Leistung und Fokussierung, der Faser und der Belichtungszeit. Für die Belichtung von Faser 497s über 14 min mit 250 mW wurde konkret eine Rotverschiebung von $(0,48 \pm 0,02)$ nm beobachtet, die einer Änderung der effektiven Brechzahl von etwa $6,5 \cdot 10^{-4}$ (unter der Annahme eines homogenen FBG und Gl. (2.26)) entspricht. Nach [77] spricht diese Rotverschiebung und Zunahme der effektiven Brechzahl für einen Verdichtungsprozess bei der FBG-Bildung.

5.3.2 Raman-Spektroskopie an Preformscheiben

Mit Hilfe der Raman-Spektroskopie sind Netzwerkänderungen in Gläsern nachweisbar, aus denen auf Spannungsänderungen und Verdichtung in der Glasmatrix geschlossen werden kann. Die Idee besteht hier in der Vermessung von typischen SiO_2 -Schwingungen bezüglich ihrer Wellenzahl und Intensität und wurde schon in zahlreichen Veröffentlichungen für die Untersuchung optisch mikrostrukturierter Proben (z.B. für Wellenleiter in Glas

[100]) und für Ge-dotierte Fasern unter UV-Bestrahlung [84] angewendet.

Die Raman-Messungen wurden mit dem WITec alpha 300 R durchgeführt. Zur Anregung der Raman-Streuung standen drei verschiedene Wellenlängen zur Verfügung, 532 nm, 638 nm und 785 nm. Die 532 nm-Anregungswellenlänge wurde bevorzugt, weil für die Raman-Intensität $\sim \lambda^{-4}$ gilt. Nachteilig bei dieser Wellenlänge ist das Auftreten einer Defektfluoreszenz (NBOHC) in den Proben mit FBG, die die Peakauswertung erschwert. In Abb. 5.17 ist ein Vergleich zwischen verschiedenen dotierten Proben dargestellt und man erkennt, dass je nach Zusammensetzung bestimmte Raman-Peaks unterschiedlich stark ausgeprägt sind. Zugeordnet werden sie vor allem Schwingungen der netzwerkbildenden P- und Si-Oxide. Ein Einfluss der verschiedenen Seltenerdkodotierung ist nicht zu erkennen, vermutlich weil die Teilchenkonzentration zu gering ist.

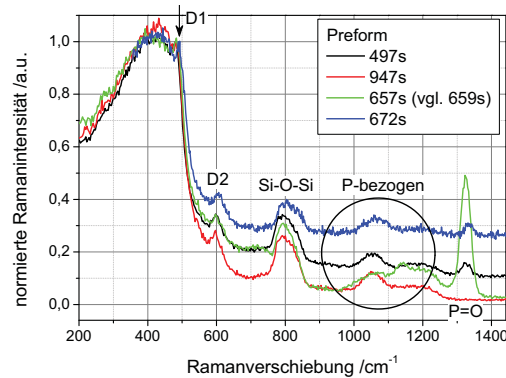


Abb. 5.17: Raman-Spektren verschiedener ungeschädigter Preformproben, normiert auf die D1-Schwingung. Typisch ist das Auftreten von Si-O-Schwingungen (D1 ~ 490 /cm: 4-fach Siloxanringe, D2 ~ 605 /cm: 3-fach Ringe, Si-O-Si Streck- ~ 440 /cm und Kippschwingung ~ 800 /cm [84, 100]) und P-O-Schwingungen (P=O ~ 1300 /cm, ~ 1090 /cm Streckschwingung PO_2 [162]). Durch die Al,P-Kodotierung können die Peakpositionen von den Literaturangaben abweichen.

Der Vergleich zweier Raman-Messungen mit und ohne FBG ist in Abb. 5.18a dargestellt. Eine Verringerung des D1-Maximums durch Bestrahlung ist erkennbar, d.h die Anzahl an 4-fach-Ringstrukturen nimmt ab. Eine Verschiebung des 440/cm-Maximums durch UV-fs-Puls-Bestrahlung zu größeren Wellenzahlen könnte ebenfalls vermutet werden. Sie wurde z.B. in Ge-Silikatglasfasern beobachtet und als Verringerung großer Ringstrukturen zugunsten der Bildung kleinerer interpretiert [84]. Die Ergebnisse aus dem Linienscan in Abb. 5.18b sprechen in Übereinstimmung mit der zuvor festgestellten Abnahme größerer Ringstrukturen für eine Zunahme der kleineren, 3-fach Ringstrukturen. Dazu ist der orts aufgelöste, normierte Verlauf der D2-Schwingung dargestellt, der deutliche Maxima in den Fokuspositionen zeigt, in denen die FBG lokalisiert sind.

Die Raman-Untersuchungen weisen damit auf eine Verdichtung in den Fokusregionen mit den Bragg-Gitterstrukturen hin.

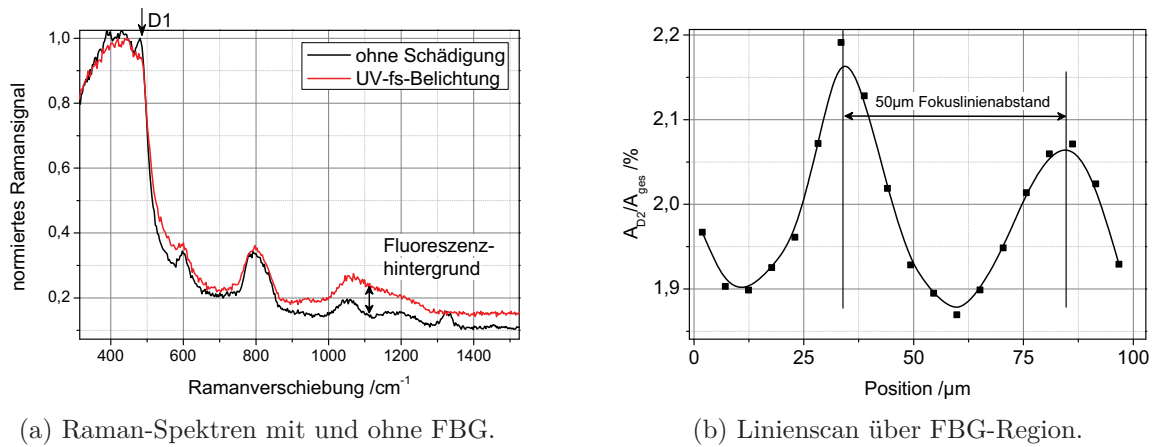


Abb. 5.18: Vergleich der Raman-Spektren von geschädigter und ungeschädigter Preformprobe 497s in (a) und Linienscan über zwei Fokuslinien mit FBG (b). Dargestellt ist das Verhältnis der Fläche unter dem D2-Maximum zur Gesamtfläche des Spektrums.

5.3.3 Rasterkraftmikroskopie an angeätzten Preformscheiben

Die Rasterkraftmikroskopie ist eine weitere Technik zur Untersuchung von nanoskaligen, strukturellen Änderungen in Gläsern. Für die Untersuchung von Verdichtungsstrukturen, induziert durch die UV-fs-Belichtung im Rahmen der Bragg-Gitterherstellung, wurde die Yb-Al-dotierte Preformscheibe 577s genutzt. Direkt nach dem Einschreiben war keine Gitterstruktur mit dem AFM sichtbar. Das bedeutet, dass kein Oberflächengitter vorlag bzw. es nicht aufgelöst werden konnte. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu Literaturberichten, wo ohne jegliche Nachbehandlungen in Ge-dotierten Proben eine Gitterstruktur mit Modulationstiefen von 15 nm sichtbar war [163]. Der Unterschied liegt vermutlich in der Glaszusammensetzung und damit in der unterschiedlichen Photosensitivität begründet sowie der Probendicke, die im Fall von [163] nur 130-140 μm betrug und somit in dieser Probe wahrscheinlich ein Oberflächengitter erzeugt wurde. Um die Gitterstrukturen in der seltenerd-dotierten Probe für das AFM sichtbar zu machen, wurde sie 15 min in verdünnter Flusssäure angeätzt. Weil verdichtetes Kieselglas ein langsames Ätzverhalten aufweist als weniger dichtes [164] werden durch diese Behandlung Dichteunterschiede im Volumen als Oberflächentopographie erkennbar. Die Ergebnisse der AFM-Untersuchung nach dem Anätzen der Probe sind in Abb. 5.19a dargestellt. Die Oberfläche wurde entlang verschiedener Rasterlinien abgetastet, die ebenfalls im AFM-Bild eingezeichnet sind und deren Höhenprofile daneben, in Abb. 5.19b, dargestellt sind. Deutlich erkennbar ist, dass das mittlere Gebiet mit dem Bragg-Gitter schlechter ätzbar war, als die Randgebiete. Im Höhenprofil A ist die Gitterregion damit erhöht gegenüber den Randgebieten. Dieses Verhalten kann wieder als Indiz für eine Verdichtung im FBG-Gebiet angesehen werden. Des Weiteren ist die Gitterperiode des FBG deutlich in Linie B und auch in der schräg zum FBG verlaufenden Linie A erkennbar. Aus der Vermessung von B ergab sich gemittelt

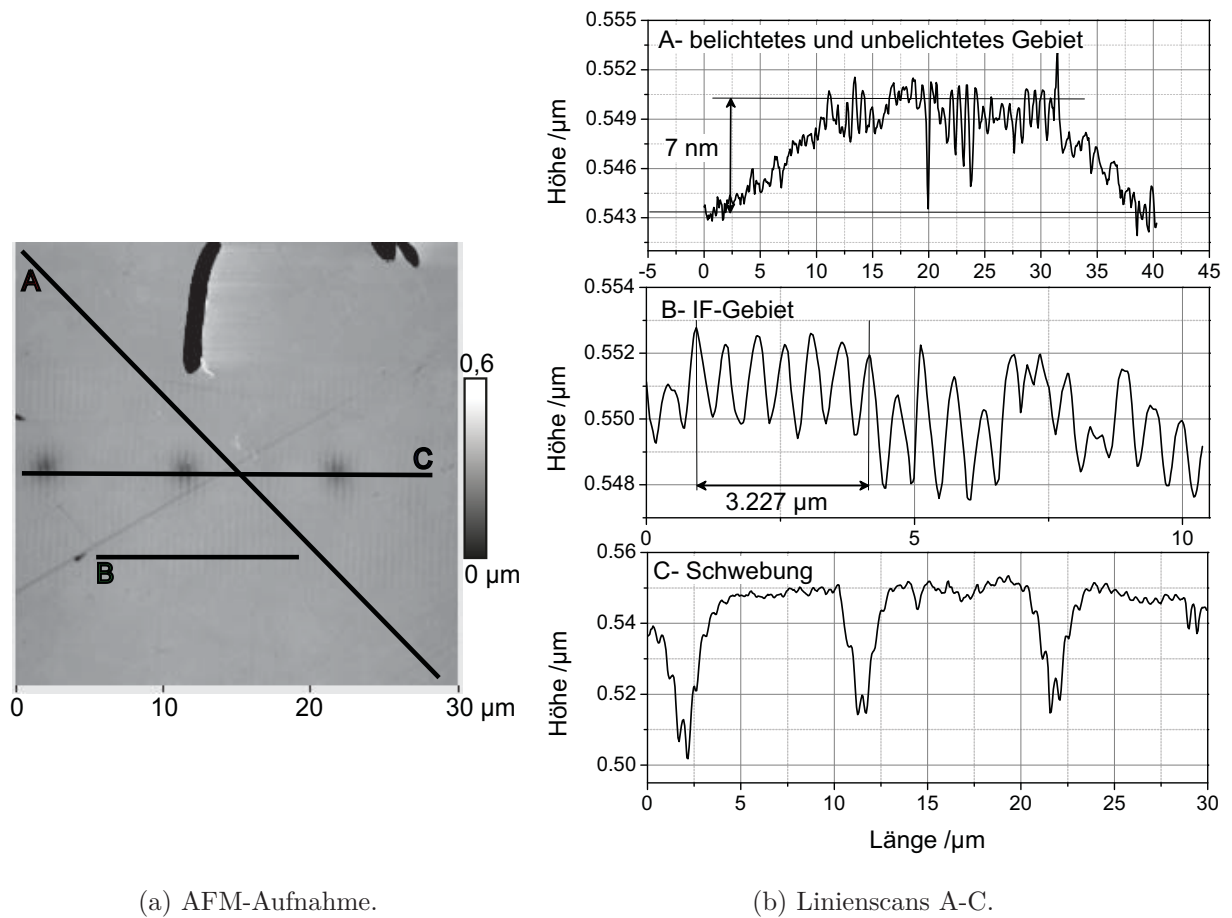


Abb. 5.19: Rastkraftmikroskopaufnahmen der geätzten Preformscheibe 577s mit FBG-Strukturen im Preformkern.

über 6 Perioden ein Wert von 537,8 nm, welcher im Rahmen der Justagegenauigkeit des Aufbaus der theoretisch eingestellten Periode von 537,5 nm, gegeben durch die benutzte 1075 nm-Phasenmaske, entspricht (vgl. Tab. 4.1 [S. 36]). Ungleichmäßigkeiten in den Höhen der Maxima und Minima können durch Oberflächenbeschädigung, wie einem Kratzer bei 20 μm in Linie A, Verunreinigungen oder Inhomogenitäten im Material entstehen. Auffällig ist außerdem eine periodische Anordnung von gut geätzten Gebieten entlang der Fokuslinie, von der nur ein Ausschnitt in Abb. 5.19a (Kurve C) gezeigt ist. Der Ursprung wird in der Belichtung vermutet, konnte aber noch nicht abschließend geklärt werden. Es könnte sich um einen Interferenzeffekt, erzeugt durch Reflexe von der Preformrückseite, handeln, durch den in den Interferenzmaxima eine Materialauflockerung wie z.B. mit 400 nm-fs-Pulsen (vgl. Abb. 4.4) bewirkt wird.

5.3.4 Spannungen in Fasern mit und ohne Faser-Bragg-Gitter

Nach der Modellvorstellung in *Limberger et al.* bedingen sich Verdichtung und Spannungsänderung durch die FBG-Herstellung gegenseitig [77]. Deshalb wurde für die hier untersuchten FBG auch eine direkte Spannungsanalyse vorgenommen. Der Aufbau zur Spannungsmessung an optischen Fasern ist in [165] beschrieben. Die Messung wurde neben der Faser mit FBG auch an einer Faserprobe ohne FBG durchgeführt, die als Referenz für den unbelichteten Zustand dient. Ein Vergleich der ermittelten Spannungsverteilungen in Abb. 5.20 zeigt eine Abnahme der Druckspannung bzw. Zunahme der Zugspannung im Kern gegenüber dem Mantelbereich um etwa 26 MPa, durch die FBG-Herstellung. Die Zugspannungszunahme ist konsistent mit einer Verdichtung im Kern, durch die sich anschaulich das Material zusammenzieht und so zum Fasermantel eine höhere Zugspannung entsteht.

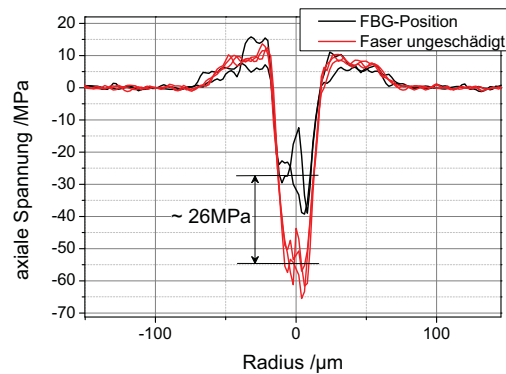


Abb. 5.20: Spannungsmessung an einer Faser (vergleichbar zur SMF-28e) mit und ohne FBG [166]. Negative Spannungswerte entsprechen dem Auftreten einer Druckspannung, positive einer Zugspannung. Mehrfachmessungen für eine feste Position in der Faser wurden unter verschiedenen Winkeln aufgenommen.

Mit der Reflektivität des FBG ($D^* \approx 50$ dB entspricht etwa 99.999%) und der Simulation des Gitterwachstums auf Basis von Abschn. 5.1.1 kann die effektive Brechzahländerung für dieses FBG mit etwa $1 \cdot 10^{-4}$ abgeschätzt werden. Mit der Mittelung der Spannungswerte über den Kernbereich ergibt sich eine Differenz von etwa 26 MPa, sodass die Spannungsänderung pro Brechzahländerung $(2,6 \pm 0,7) \cdot 10^2$ GPa beträgt. Verglichen mit den Literaturangaben (264 nm-fs-FBG: $1,5 \cdot 10^2$ GPa [86]) liegt der ermittelte Wert deutlich darüber, aber in derselben Größenordnung. Die Abweichungen entstehen vermutlich durch die Unterabschätzung der Brechzahländerung des hergestellten FBG.

Zusammenfassend kann aus den Spannungsmessungen gefolgert werden, dass, wie in [86] berichtet, die Ursache der Spannungen eine Verdichtung des Glasmaterials ist und dementsprechend die Brechzahländerung auf der Verdichtung und begleitenden Spannungsänderungen beruht.

5.4 Thermische und optische Stabilität der Faser-Bragg-Gitter

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass ein UV-fs-Puls-induziertes FBG auf verschiedenen Brechzahländerungsanteilen basiert, die sich unterschiedlich im Anwendungsfall auf die Stabilität des FBG auswirken werden. Nach dem Literaturstand und den eigenen Untersuchungen wird die Brechzahländerung hauptsächlich auf Verdichtung und Spannungsänderungen zurückgeführt. Begleitend wurde jedoch ein UV-induziertes PD beobachtet. Dieses PD führt bereits bei der FBG-Herstellung zu einer unerwünschten Erwärmung durch die UV-absorbierenden Defekte und wird bei Anwendungen der FBG unter optischem Pumpen im NIR ebenfalls einen Einfluss auf das FBG und sein Wellenlängenverhalten haben. In Abschn. 5.2 wurde gezeigt, dass speziell diese absorbierenden Defekte über optische und thermische Nachbehandlungen ausheilbar sind. Noch nicht diskutiert wurde in diesem Zusammenhang die Reaktion der Gesamtheit der Brechzahländerungen, d.h. letztlich des FBGs selbst, auf eine solche Behandlung. Genau dieser Punkt soll in diesem Abschnitt detailliert untersucht und diskutiert werden.

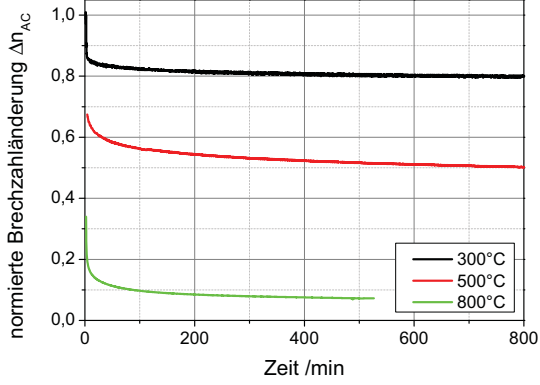
5.4.1 Thermische Stabilität der Faser-Bragg-Gitter

Für die Untersuchung der thermischen Stabilität wurden isotherme Ausheizexperimente und Experimente mit konstanter Heizrate, d.h. isochrones Ausheizen, durchgeführt. Generell werden bei einer thermischen Behandlung alle Brechzahlanteile des FBG angesprochen, d.h. durch ein thermisches Bleichen der UV-induzierten absorbierenden Defekte wird gleichzeitig eine FBG-Degradation stattfinden. Ziel der isothermen Untersuchungen ist es deshalb, den Gitterzerfall zu untersuchen und die Gitterstärke als Funktion der Temperatur und Zeit darzustellen um dadurch Änderungen vor einer thermischen Behandlung bereits abschätzen zu können. Das isochrone Ausheizen wurde durchgeführt, um einen Vergleich zu anderen fs-FBG ziehen zu können und die hergestellten FBG bzgl. ihrer Stabilität einem Gittertyp nach Abschnitt 3.3 zuzuordnen.

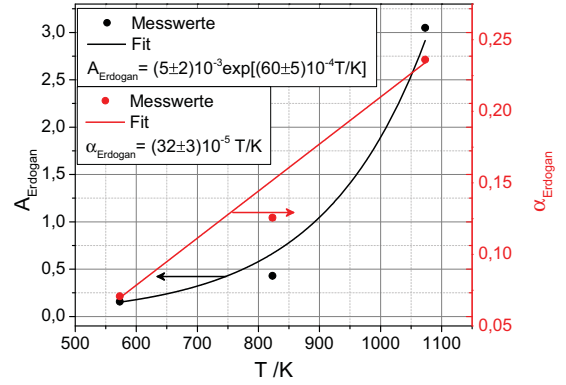
Die isothermen und isochronen Ausheizexperimente wurden mit einem Rohrofen (*Carbolite* MTF12/38A) und zwei einseitig zu bestückenden Öfen (*Fluke* 9150: 150-1200 °C und 9173: 50-700 °C) durchgeführt. Die Temperaturschwankungen bei isothermen Experimenten liegen unter 1 K im Bereich von Raumtemperatur bis 800 °C, die Genauigkeit der Raten in isochronen Experimenten stimmt mit <1 K/min-Abweichung mit den eingestellten Raten zwischen 3-20 K/min überein. Die Auswertung der Raten basiert auf den mit einem Ni-NiCr-Thermoelement (Typ K) gemessenen Temperaturverläufen in unmittelbarer Nähe zum FBG, weil das im Ofen integrierte Thermoelement näher an der Heizspule platziert ist als das FBG und damit systematisch eine höhere Temperatur misst als am Ort des FBG vorliegt.

Die Ergebnisse des isothermen Temperns von vergleichbaren FBG in Faser 744s sind in

Abb. 5.21a dargestellt. Wie erwartet degradieren die FBG bei höherer Temperatur schneller als bei niedrigerer.



(a) Isothermes Tempern.



(b) Auswertung nach Erdogan-Modell.

Abb. 5.21: Isothermes Tempern von FBG ($R \approx 80\%$) in Faser 744s bei verschiedenen Temperaturen. Die Auswertung nach dem Erdogan-Modell (5.21b) hilft, die Gitterdegradation, im Sinne einer Reflektivitätsverminderung, bei gegebener Temperatur abzuschätzen.

Zur Abschätzung der Gitterreflektivität des in Abb. 5.10 [S. 54] dargestellten Ausheizprozesses zur Verminderung der absorbierenden Defekte, ergibt sich nach Abb. 5.21a durch 5 min Temperaturbehandlung bei 500°C ein Abfall der Gitterreflektivität von 80% auf 56% und nach 30 min auf 50% . Um solche Abschätzungen auch für Temperaturen angeben zu können, die nicht explizit gemessen wurden, kann folgende Modellvorstellung bemüht werden. In dem Gitterzerfallsmodell von *Erdogan et al.* [167] wird die normierte Brechzahlmodulation ausgedrückt als

$$\frac{\Delta n_{AC}}{\Delta n_{AC,t=0}} = \frac{1}{1 + A_{\text{Erdogan}} t^{\alpha_{\text{Erdogan}}}}, \quad (5.1)$$

mit den temperaturabhängigen Parametern A_{Erdogan} und α_{Erdogan} , für die nach dem Modell ein exponentieller Zusammenhang für A_{Erdogan} und ein linearer Zusammenhang für α_{Erdogan} zur Temperatur besteht. Die Zeit t ist in Formel (5.1) einheitenlos durch Normierung auf 1 min. Mittels einer Kurvenanpassung konnten die funktionellen Zusammenhänge basierend auf den Messdaten in Abb. 5.21a bestimmt werden und sind in Abb. 5.21b vermerkt. Damit kann für FBG der Reflektivität 80% der zeitliche Zerfall bei gegebener Temperatur berechnet werden. Die ermittelten Parameter gelten dabei nur für die angegebene Gitterstärke, denn schwächere FBG degradieren schneller als HR-FBG, wie bei den isochronen Experimenten weiter unten gezeigt wird. Ein Vergleich der ermittelten Parameter zu denen herkömmlicher UV-ns-Typ-I-FBG [131, 167] zeigt für alle bis auf den Exponent von $A_{\text{Erdogan}}(T)$ eine Übereinstimmung innerhalb der Toleranzangaben. Zugleich sieht man im Vergleich der Ausheizkurven, dass die fs-FBG thermisch stabiler

sind und damit erst bei längeren Ausheizzeiten einen vergleichbaren Degradationszustand erreichen. Somit ist der wesentlich kleinere Faktor im Exponent von $A_{\text{Erdoğan}}(T)$ ausschlaggebend für die höhere Stabilität der hergestellten fs-FBG.

Für den Vergleich der thermischen Stabilität der UV-fs-FBG untereinander wurden isochrone Heizexperimente durchgeführt, deren ausgewählte Ergebnisse in Abb. 5.22 dargestellt sind. Ein deutlicher Unterschied ist bei dem Vergleich der FBG verschiedener

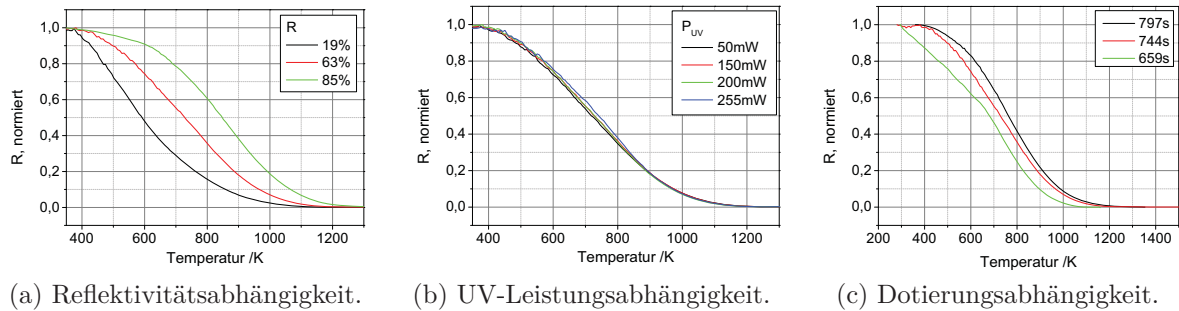


Abb. 5.22: Isochrones Ausheizen verschiedener FBG mit 5 K/min (b,c) und 20 K/min (a). Die Abhängigkeit der Stabilität von der Gitterreflektivität und UV-Leistung wurden an Faser 744s untersucht. Die Gitterreflektivitäten der FBG, untersucht in (b,c), wurden ähnlich gewählt und lagen zwischen 57-67%.

Reflektivitäten zu erkennen (Abb. 5.22a). Schwachreflektierende FBG degradieren dabei schneller als hochreflektierende. Dagegen zeigen FBG, die mit niedriger UV-Leistung eingeschrieben wurden eine geringfügig schnellere Degradation als FBG, die mit höherer Leistung hergestellt wurden. Die Abweichungen der verschieden hergestellten FBG sind beim isochronen Ausheizen in Abb. 5.22b sehr gering, beim isothermen Ausheizen liegen die Unterschiede in den Degradationswerten schon im Bereich von 20% der normierten Gitterstärke. Ein Vergleich verschieden dotierter Fasern zeigt geringe Unterschiede für ähnlich Yb-Al-kodotierten Fasern (797s, 744s), jedoch einen deutlich abweichenden Kurvenverlauf für die stark P-kodotierte Faser (659s).

Aus den eigenen Messungen kann eine Abschätzung der Gitterstabilität erfolgen, die in Tab. 5.2 mit Literaturangaben zu verschiedenen Gittertypen verglichen wird. Zu beachten sind dabei die verschiedenen Reflektivitäten der FBG und Heizraten in den Literaturangaben. Für die Heizraten gilt: je kleiner die Rate, desto geringer sind die Temperaturen bei denen das FBG einen vergleichbaren Degradationszustand erreicht (Kurven aus Abb. 5.22 nach links verschoben). Unter diesen Aspekten zeigen die hergestellten FBG ein ähnliches Verhalten wie 800 nm-fs-Typ-I-FBG, passen aber nicht gut zu den Angaben für UV-fs-FBG aus [91]. Eine mögliche Erklärung ist in der stark abweichenden Dotierung zu sehen. Generell zeigen unsere FBG eine wesentlich bessere Stabilität als wasserstoffbeladene Typ-I-FBG, was darauf hindeutet, dass der dominierende Prozess der Brechzahländerung nicht auf dem Farbzentrenmodell beruht sondern auf Spannung und Verdichtung. Ein Typ-IIA- und Typ-II-Verhalten, bei dem Spannungsänderungen und Verdichtungen die Faser nahezu zerstören, kann auf Grund der Wachstumscharakteristik

und spektralen Erscheinungsform der FBG ausgeschlossen werden. Außerdem weichen die sehr hohen Stabilitätsangaben der Literatur für entsprechende Gitterstrukturen von unseren Abschätzungen ab.

Pulse	Faser	fs-FBG-Typ	R_0 /%	Heizrate / (K/min)	$R/R_0 \approx 50\%$	Quelle
266nm-350fs	Yb-Al-dot.	I	$\sim 60\%$	5	700	diese Arbeit
264nm-220fs	PS1250/1500	I	63	1,67	300	[91]
	GF1	I	85		500	
	GF1+H ₂	I	99,9		350	
248nm-500fs	SMF-28	kein II, verm. IIA	99,99	3,33	900	[148]
	PS1250/1500	IIA	99,99		600	[151]
800nm-125fs	SMF-28	I	99,7	1,6	700	[147]
		II	99,9		keine Degradation	
	SMF-28+H ₂	UV-Typ-I	99,99		500	

Tab. 5.2: Literaturangaben zur thermischen Beständigkeit von FBG. Die Gitterstärke R_0 entspricht dem Wert vor Beginn des Ausheizexperiments und $R/R_0 \approx 50\%$ gibt näherungsweise die Temperatur in Kelvin an, bei der die anfängliche Gitterreflektivität auf die Hälfte abgesunken ist. Die Heizraten der Literaturangaben wurden ggf. berechnet aus (Haltezeit bei konstanter Temperatur)/Temperaturschritt. Die Faser PS ist B-kodotiert und von Fibercore, GF von Nufern und SMF von Corning, beide Ge-dotiert. Eine Wasserstoffbeladung der Fasern wurde mit „+H₂“ gekennzeichnet.

Die hergestellten fs-Typ-I-FBG werden in der vorliegenden Arbeit vorwiegend im Hinblick auf eine Anwendung zur Faserlaserstabilisierung untersucht. Dazu wird aber unter Umständen auch auf ihre Anwendung als Temperatursensor zurück gegriffen, und aus den beobachteten Wellenlängenverschiebungen auf Temperaturänderungen geschlossen. Zur korrekten Umrechnung wurde für die Faser 744s eine Temperaturkalibrierung ähnlich einem isochronen Ausheizexperiment vorgenommen. Das Ergebnis ist in Abb. 5.23 dargestellt. Auf Grund der ähnlichen Dotierung der untersuchten Fasern wurde die ermittelte Temperaturempfindlichkeit für die FBG in diesen übernommen.

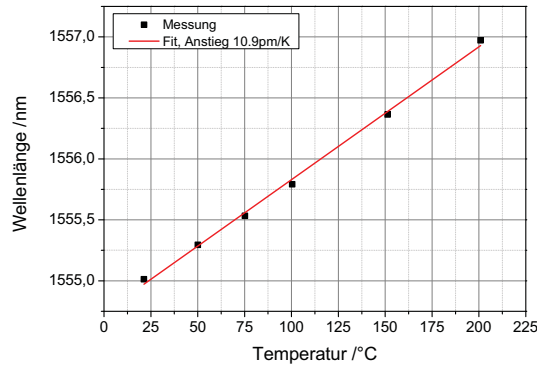


Abb. 5.23: Bestimmung der Temperatursensitivität eines FBG im Telekom-C-Band in Faser 744s bis 200 °C. Jede Temperatur wurde dabei 10 min gehalten, um einen stabilen Temperaturzustand des FBG zu erreichen. Die Temperatursensitivität konnte über eine lineare Kurvenanpassung zu $(10,9 \pm 0,3)$ pm/K bestimmt werden.

Mit den isochronen Ausheizexperimenten verschiedener Raten kann ebenfalls die Defektverteilung im FBG über der Aktivierungsenergie ermittelt werden [168], die sowohl absorbierende Defekte als auch Verdichtungsdefekte umfasst. Die Ergebnisse für drei verschie-

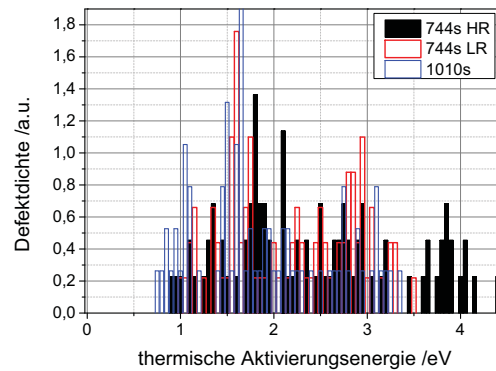


Abb. 5.24: Energetische Defektverteilung in UV-fs-Typ-I-FBG in einer Yb-Al- (744s) und einer stark P-kodotierten Faser (1010s, 95%), basierend auf Messungen der isochronen Temperaturstabilität bei Heizraten von 5 und 20 K/min. In Faser 744s wurden schwach- (LR, 19%) und hochreflektierende FBG (HR, 85%) untersucht.

dene FBG sind in Abb. 5.24 dargestellt. Eine dominante Defektdichte lässt sich um 1,5-2 eV für alle drei Proben feststellen, ebenso ein weiteres stärkeres Band zwischen 2,5-3 eV. Die stark P-kodotierte Faser weist nach Abb. 5.22c die geringste thermische Stabilität auf, was sich auch in der FBG-Defektverteilung widerspiegelt. Bei niedrigen Aktivierungsenergien zeigt sie mehr brechzahländernde Defekte, wohingegen sich der hochenergetischste Defektanteil nur bis etwa 3,5 eV erstreckt. Im Vergleich ist die Defektverteilung für ein schwachreflektierendes FBG in 744s (LR, von engl.: low reflective) leicht, für ein thermisch stabileres, hochreflektierendes FBG (HR) stärker zu höheren Aktivierungsenergien verschoben. Insbesondere erscheint bei dem HR-FBG ein zusätzliches Defektband bei

3,8 eV, welches die höhere Temperaturstabilität gegenüber dem FBG geringerer Reflektivität erklären könnte.

In der Literatur finden sich verschiedene Berichte über die Defektverteilungen von FBG in herkömmlich photosensitiven Fasern. Die Verteilungen sind gaußförmig, zentriert um etwa 2,8 eV [167] oder 2,4 eV [168]. Die Form und Zentralenergie der Defektverteilung hängt dabei nachweislich von der Kodotierung (Bor verschiebt den Defektpeak zu kleineren Aktivierungsenergien [169]) und dem OH-Gehalt der Faser ab (Wasserstoffbeladung führt zu Überlagerung mehrerer gaußförmiger Defektbanden [168]). Eine Zuordnung der beobachteten Defektbanden zu speziellen Defekten, absorbierenden Defekten nach dem Farbzentrenmodell oder Verdichtungsdefekten, ist nicht möglich. Unter Berücksichtigung, dass die absorbierenden Defekte schon bei 500 °C vollständig ausgeheizt werden können, das FBG aber dann noch existiert, wird den absorbierenden Defekten eine geringere thermische Stabilität zugeordnet und damit eine geringere thermische Aktivierungsenergie als den Verdichtungsdefekten. Im Schluss folgt daraus für die stark P-dotierte Faser ein stärkerer Einfluss der absorbierenden Defekte bzw. des Farbzentrenmodells an der Brechzahländerung gegenüber einer Verdichtung, der auch in der Literatur berichtet wird [103].

5.4.2 Faser-Bragg-Gitter unter optischem Pumpen

Die optische Stabilität der FBG unter NIR-Pumpen ist besonders im Hinblick auf die Anwendungen zur Wellenlängenstabilisierung von Faserlasern von Interesse. In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass im FBG ein UV-induzierter PD-Prozess auftritt, der in seiner spektralen Form sehr dem NIR-PD gleicht. Damit ist eine Wechselwirkung des FBG mit dem Pumplicht zu erwarten, auch wenn seine Reflexionswellenlänge nicht in diesem Wellenlängenbereich liegt. In diesem Abschnitt werden deshalb die Untersuchungsergebnisse zum Verhalten von FBG in unterschiedlich dotierten Fasern unter optischem Pumpen mit verschiedenen Wellenlängen präsentiert. Um eine nachteilige Wechselwirkung mit der Pumpstrahlung zu minimieren und die FBG für Anwendungen unter optischem Pumpen zu optimieren, wird die Methode der thermischen Nachbehandlung der FBG untersucht.

Der experimentelle Aufbau zur Untersuchung der FBG unter optischem Pumpen im NIR ist in Abb. 5.25 dargestellt und kombiniert einen typischen NIR-PD-Messplatz [160] mit einer FBG-Auswertung. Die zu untersuchenden FBG besitzen eine Länge von 8 mm und eine Reflektivität $< 85\%$, um eine genaue Messung in Reflexion durchführen zu können. Die Bragg-Wellenlänge, auf der das FBG überwacht wird, liegt bei 1550 nm, sodass eine direkte Störung der Messung durch das Pumplicht oder die ASE vernachlässigt werden kann. Das 1 cm lange Stück der zu untersuchenden Faser mit dem FBG wird zwischen zwei passive Zuleitungsfasern gesplittet. Über zwei Koppler auf beiden FBG-Seiten, wird sowohl das Pumplicht, ggf. das Testlicht zur PD-Messung, als auch das FBG-Messlicht zum FBG geführt. Die Länge der aktiven Faser ist auf kurze Stücke beschränkt, um

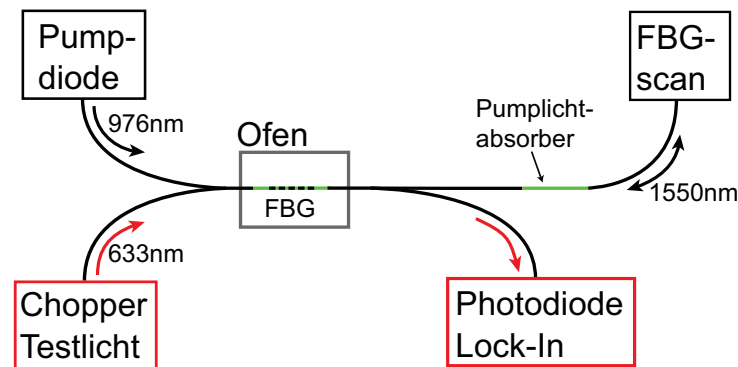


Abb. 5.25: Aufbau zum NIR-Pumpen von FBG und Untersuchung der FBG bei hoher Yb-Inversion. Die FBG wurden mit einem Interrogatorsystem, welches eine entsprechende Lichtquelle und Detektoreinheit enthält, in Reflexion vermessen. Wie angedeutet, können die FBG in einem Rohrofen ausgeheizt werden, wurden aber während der Messung in Wasser oder Luft bei Raumtemperatur gehalten. Rot hervorgehoben ist die Ergänzung des Aufbaus zur NIR-PD-Messung.

durch das Pumpen die Ausbildung einer homogenen Inversion zu gewährleisten. Die FBG werden während des Pumpens in den üblichen Kühlmedien, Luft oder Wasser, gehalten. Das optische Pumpen erfolgt über die Einkopplung des Pumplichts in den Faserkern, sog. Kernpumpen, und kann mit verschiedenen Wellenlängen (915 nm, 976 nm, 1008 nm, 1030 nm Laserdioden von *Lumics*) jeweils mit 200 mW cw-Leistung durchgeführt werden, sodass verschiedene Inversionszustände erreicht werden können (Inversionsberechnung basiert auf der Software *RP Fiber Power V 3*, *RP Photonics Consulting GmbH*). Das Restpumplicht, welches das FBG und den zweiten Koppler passiert, kann die FBG-Messeinheit beschädigen und muss deshalb aus dem Kern entfernt werden. Als effektiver und einfacher Pumplichtabsorber erwies sich ein Stück hochdotierte Yb-Faser, gesplitt zwischen die Zuleitungsfasern. Die ASE von diesem Absorber ist zu leistungsschwach um die Detektoreinheit des FBG-Messgerätes zu beschädigen und wird in die andere Richtung, zum FBG, durch den Koppler stark gedämpft, sodass eine Beeinflussung der FBG-Region vernachlässigbar ist. Das FBG bzw. seine Reflexion wurde mit einem kommerziellen Messsystem ausgewertet und aufgezeichnet (FBG scan 608, *FOS&S*). Mit dem beschriebenen Aufbau ist es parallel möglich das PD des 1 cm langen Faserstücks zu messen [160]. Dazu wird über einen Koppler ein Messlichtsignal bei 633 nm mit geringer Intensität mit dem Pumplicht kombiniert, durch die Messfaser geleitet und anschließend vom FBG-Signal über einen zweiten Koppler getrennt und mit einer Photodiode detektiert. Über eine Chopper-Lock-In-Technik und geeignete Auswertung kann damit die Transmission des Faserstücks bestimmt und die induzierte Dämpfung bezogen auf die ungeschädigte Faser berechnet werden.

Unter optischem Pumpen wird hauptsächlich eine Verschiebung der Bragg-Wellenlänge festgestellt, während die Reflektivität nahezu konstant ist (Abb. 5.26). Wird ein unbehandeltes FBG direkt nach der Herstellung mit NIR-Licht gepumpt, tritt eine abrupte,

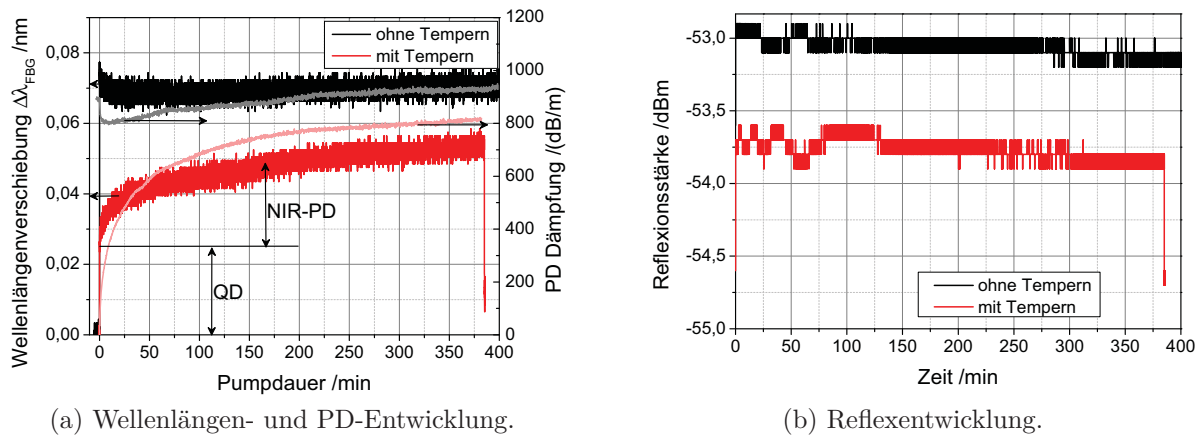


Abb. 5.26: FBG-Wellenlängen- und PD-Entwicklung (a) sowie Entwicklung des Bragg-Reflexes (b) während des Pumpens eines FBG in Faser 744s mit 976 nm (Inversion $\approx 50\%$) im Wasserbad bei Raumtemperatur. In (a) sind die PD-Kurven in hellerer Farbe dargestellt und zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die entsprechende Wellenlängenverschiebung, die bezogen auf den Startwert berechnet wurde. QD steht für die Wellenlängenänderung bzw. Erwärmung verursacht durch den Quantendefekt und entsprechend NIR-PD für eine Erwärmung durch die Absorption der NIR-induzierten Defekte.

starke, positive Wellenlängenverschiebung auf, die bei Betrachtung des FBG als Temperatursensor, auf eine signifikante Temperaturerhöhung hinweist. Innerhalb der nächsten 10-30 min ist eine Abnahme der Wellenlängenverschiebung und damit ein leichter Temperaturrückgang zu beobachten, bevor sie wieder über einen wesentlich längeren Zeitraum ansteigt. Ein analoges Verhalten kann im PD-Dämpfungsverlauf beobachtet werden. Zu Beginn befindet sich das FBG auf einem sehr hohen Verlustniveau, bedingt durch die FBG-Herstellung und das UV-induzierte PD. Weil sich diese UV-induzierte Absorption bis in den NIR-Bereich erstreckt, kann das Pumplicht absorbiert werden und über eine Phononenkopplung der angeregten Defekte einen wichtigen Beitrag zur beobachteten Erwärmung leisten. Nach dem Einschalten des Pumplichts wird das UV-PD kurzzeitig partiell ausgeheilt, bevor es wieder zunimmt und den Anfangswert für sehr lange Pumpzeiten sogar übertrifft. Es liegt die Vermutung nahe, dass hier zwei konkurrierende Prozesse ablaufen. Einerseits tritt ein NIR-PB bestimmter UV-induzierter Defekte auf, dessen Gleichgewicht anscheinend nach wenigen Minuten erreicht ist, während weiterhin über einen langen Zeitraum NIR-PD Defekte gebildet werden. Ein Gleichgewichtswert für den NIR-PD-Prozess wurde innerhalb der Messzeit für diese Faser mit relativ geringem Yb-Gehalt bei der gegebenen Wellenlänge bzw. Inversion nicht erreicht.

Aus den vorangegangenen Abschnitten ist bekannt, dass durch einen Tempersschritt (5 min bei 530-550 °C) sowohl das UV-PD als auch das NIR-PD ausgeheilt werden können, jedoch gleichzeitig die Reflektivität des FBG abnimmt. Nach der Durchführung des Temperns ist das FBG noch ausreichend gut messbar und unter Pumpen ergibt sich ein typischer Wellenlängen- und Dämpfungsverlauf, wie er in Abb. 5.26 (rote Kurven) dargestellt ist.

Zwei Anteile an der Wellenlängenverschiebung bzw. Temperaturerhöhung können jetzt klar unterschieden werden: ein erster, abrupter Temperatursprung beim Einschalten des Pumplichtes und ein zweiter, stetig wachsender Anteil. Letzterer kann durch Vergleich mit der NIR-PD-Messung als Folge der NIR-induzierten und NIR-absorbierenden Defekte interpretiert werden, denn das NIR-PD nimmt ebenso stetig zu. Der anfängliche Temperaturanstieg wurde in Abhängigkeit von der Yb-Konzentration und der Yb-Inversion, die beim Kernpumpen durch die Pumpwellenlänge eingestellt wird, genauer untersucht (Abb. 5.27). Die Temperatur wurde dabei aus der Wellenlängenverschiebung

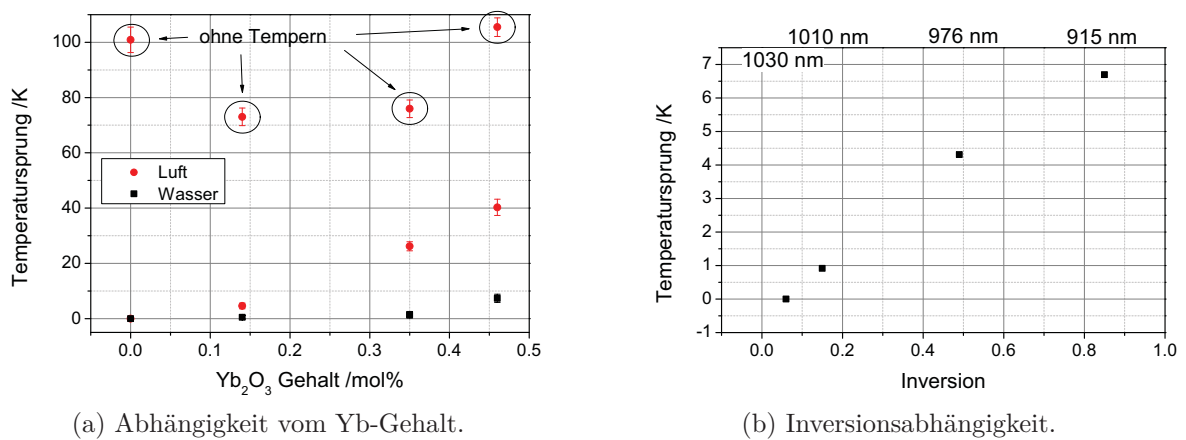


Abb. 5.27: Anfänglicher Temperatursprung für (a) verschiedenen Yb-dotierte Fasern mit etwa konstantem Verhältnis von Yb/Al bei 976 nm-Pumpen und für (b) verschiedene Inversionszustände in Faser 770s. Die Inversionszustände werden beim Kernpumpen über die Wellenlänge eingestellt. Für die erste Untersuchung wurden die Al-kodotierten Fasern 497s, 749s, 744s und 947s gewählt. Für (b) wurde das untersuchte FBG in Faser 770s vor jedem Pumpversuch ausgeheizt, um pumpinduziertes NIR-PD auszuheilen.

auf Grundlage der ermittelten Temperaturempfindlichkeit eines FBG in Faser 744s von $(10,9 \pm 0,3 \text{ pm/K})$ abgeschätzt (Abb. 5.23).

Bei Variation des Yb-Gehaltes ist für FBG-Proben, die vor dem Ausheizen gepumpt wurden, keine klare Abhängigkeit des anfänglichen Temperatursprungs vom Yb-Gehalt erkennbar, weil die herstellungsbedingten UV-induzierten Defekte weniger vom Fasertyp als mehr von den Einschreibbedingungen der FBG abhängen. Nach dem Tempern zeigt sich sowohl für die Untersuchung mit Luft- als auch Wasserkühlung, dass der Temperaturanstieg von dem Yb-Gehalt abhängt und mit steigender Konzentration zunimmt. Es ist aus Abb. 5.27a offensichtlich, dass die Wasserkühlung wesentlich effizienter ist als eine Luftkühlung. Zur Verdeutlichung wurde die Untersuchung für verschiedene Pumpwellenlängen jedoch in Luft durchgeführt, um signifikante Temperaturänderungen zu beobachten. Eine nahezu lineare Abhängigkeit der Temperaturänderung von der Inversion, eingestellt über die Pumpwellenlänge, ist zu erkennen. Aus beiden Untersuchungen wird geschlossen, dass die gemessene Erwärmung auf den Quantendefekt (QD), d.h. die Energiedifferenz zwischen Pump- und ASE-Strahlung, zurück zu führen ist. Je größer die Dichte

der angeregten Yb-Ionen ist, erreicht durch höhere Dotierung (Abb. 5.27a) oder höhere Inversion (Abb. 5.27b), desto größer ist der Energieeintrag durch den QD, der sich in einer Erwärmung zeigt. Zusammenfassend besteht die beobachtete Erwärmung nach dem Tempern des FBG aus zwei Komponenten, eine verursacht durch den QD und eine durch das NIR-PD. Vor dem Hintergrund der Faserlaserstabilisierung mittels FBG bedeutet eine Erwärmung desselben eine Verschiebung der Laserwellenlänge und damit eine unvorteilhafte Destabilisierung des Laserbetriebs. Eine Erwärmung durch den QD kann minimiert werden indem mit geringen Inversionen am FBG, z.B. im cw-Betrieb, gearbeitet wird. Das zusätzliche NIR-PD kann vermindert werden, indem die Laserfaser speziell dotiert oder behandelt wird. Eine Auswahl an FBG in Fasern mit optimierten NIR-PD-Eigenschaften soll als Abschluss dieses Abschnitts über die NIR-Pumpstabilität untersucht werden. Dazu wurden Fasern mit ähnlichem Yb-Gehalt, kodotiert mit Ce (908s), viel P (659s) und mit dem Verhältnis P/Al wie 1/1 (672s, 797s) gewählt. Aus Abb. 5.28 geht hervor, dass

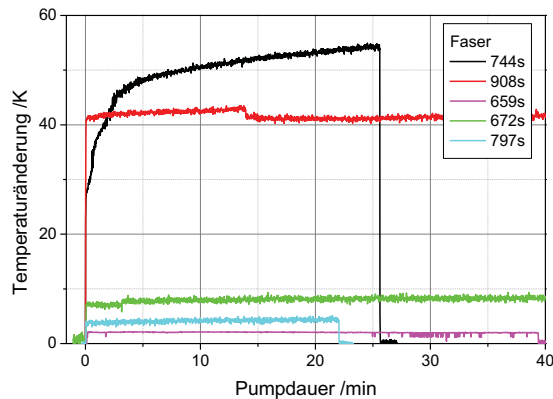


Abb. 5.28: 976 nm-Pumpen von FBG in verschiedenen NIR-PD-reduzierten Fasern und der Vergleichsfaser 744s. Alle FBG wurden zuvor getempert um UV-PD auszuheilen.

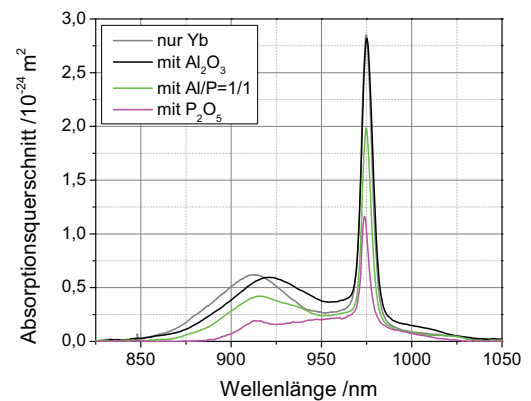


Abb. 5.29: Auswirkung einer P- und Al-Kodotierung auf den Absorptionsquerschnitt von Yb^{3+} [75].

alle diese Behandlungen PD-reduzierend wirken und somit auch die zum QD zusätzliche Erwärmung minimal ist. Nach der PD-bedingt anwachsenden Temperatur beurteilt erscheinen die 1/1- und P-Proben vorteilhaft. Für sie tritt ebenfalls nur eine sehr geringe Temperaturänderung durch den QD auf. Eine Ursache des geringeren Temperatursprungs könnte in den geänderten Absorptionsquerschnitten des Yb^{3+} -Ions bei Kodotierung mit Phosphor gesehen werden. In Abb. 5.29 ist deutlich eine Abnahme des Absorptionsquerschnitts mit steigender P-Kodotierung zu erkennen, wohingegen eine Al-Kodotierung nur das breite Absorptionsband um 915 nm verschiebt. Die Ursache für den hohen Temperatursprung in der Ce-kodotierten Faser ist noch nicht geklärt.

5.4.3 Nachbelichtung der Faser-Bragg-Gitter mit UV-fs-Pulsen

Zur Verminderung der Breitbandabsorption kann neben dem Tempern auch eine optische Nachbehandlung der FBG mit den UV-fs-Pulsen durchgeführt werden. Für ein hochreflektierendes FBG, hergestellt mit 250 mW Durchschnittsleistung der UV-Pulse innerhalb von 5 min, wurde der Rückgang der Dämpfung durch eine Interferenz-Nachbelichtung mit geringeren UV-Leistungen überprüft, indem die Transmission bei 650 nm wie in Abschn. 5.2 gemessen wurde. Die Ergebnisse in Abb. 5.30 bestätigen die Erwartungen und zeigen eine deutliche Reduktion der Dämpfung. Für höhere UV-Leistungen wird die Gleichgewichts-

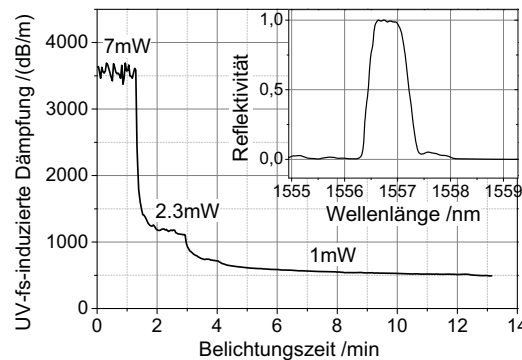


Abb. 5.30: Interferenznachbelichtung eines FBG in Faser 744s mit Überprüfung des Dämpfungsrückgangs über eine UV-PD-Messung bei 650 nm. Nach der Belichtung wurde das Spektrum des hochreflektierenden FBG aufgezeichnet.

(GG) Dämpfung deutlich schneller erreicht als für kleinere, liegt aber bei einem höheren Wert, wie schon in Abschn. 5.2.1 berichtet. Der GG-Wert für 1 mW UV-Leistung liegt in der Größenordnung einiger 100 dB/m und ist damit größer als der Wert aus der UV-PD-Untersuchung ohne FBG von 125 dB/m (siehe Abb. 5.13b [S. 57]). Dies deutet auf die Existenz eines unbleichbaren Anteils der UV-induzierten Dämpfung hin, der bei hohen UV-Leistungen und langer Belichtungszeit auftritt. Für NIR-induziertes PD wurde im Zusammenhang mit 633 nm-PB ebenfalls von einem unbleichbaren Anteil des PD berichtet [170] und der Effekt auf die Bildung absorbierende Defekte in verschiedenen energetischen Zuständen zurück geführt.

Nachdem die Dämpfungssenkung durch die Nachbelichtung bestätigt wurde, soll ebenfalls die Wirkung der Nachbelichtung auf die FBG-Eigenschaften untersucht werden. Im vorangegangenen Experiment wurden die spektralen Eigenschaften aus messtechnischen Gründen nur nach der Belichtung aufgezeichnet und lassen somit keinen Rückschluss auf die direkte Reaktion des FBG zu. Deshalb werden in diesem zweiten Experiment explizit die FBG beobachtet. Es werden FBG mit geringeren Reflexivitäten im Bereich von 40-60% gewählt, weil dann Änderungen sowohl in der Gitterstärke als auch Wellenlänge besser aufgelöst werden können als bei HR-FBG. Außerdem werden verhältnismäßig hohe UV-Leistungen für die Nachbelichtung gewählt, damit die auftretenden Änderungen in

der FBG-Charakteristik messbar und auswertbar sind.

Für die homogene Nachbelichtung (Abb. 5.31a) mit 100 mW zeigt das FBG einen Abfall der Gitterstärke, entsprechend einer Reflektivitätsabsenkung von 42 % auf 32 %, jedoch einen Anstieg in der Bragg-Wellenlänge. Bezogen auf die Brechzahlanteile bedeutet die sinkende Reflektivität die Abnahme der Brechzahlmodulation, die steigende Wellenlänge deutet auf ein Anwachsen des DC-Anteils hin. Die Nachbelichtung mit dem IF-

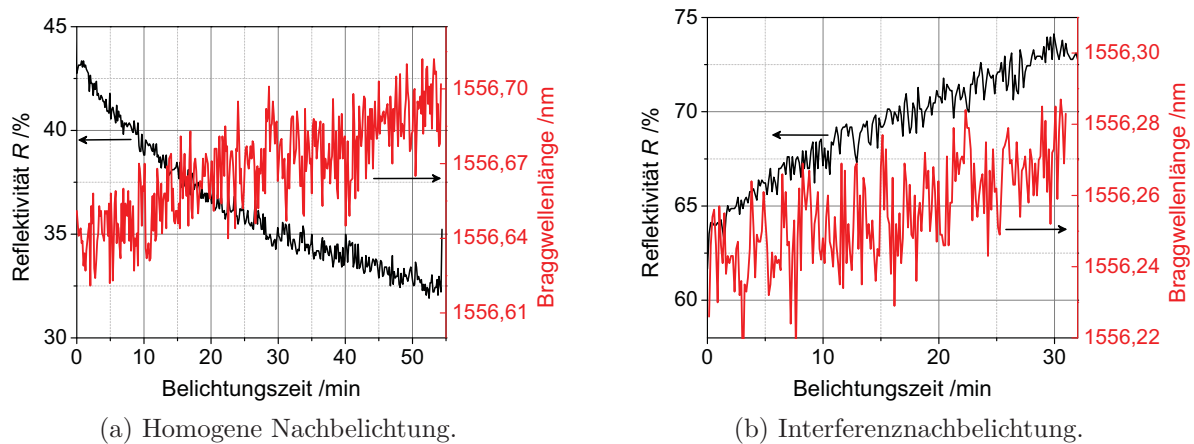


Abb. 5.31: Dargestellt sind die Verläufe der Reflexionswellenlänge und Gitterstärke von FBG mittlerer Reflektivität während der homogenen Nachbelichtung (a) und Nachbelichtung mit Interferenzmuster (b).

Muster (Abb. 5.31b), vergleichbar zum Gittereinschreiben mit geringerer UV-Leistung, zeigt wie erwartet einen Anstieg in der Gitterstärke und der Wellenlänge. Die Nachbelichtungsleistung von 35 mW wurde entsprechend Abb. 5.13b gewählt, um zwischen der durchgeführten homogenen und IF-Nachbelichtung in Abb. 5.31 einen vergleichbaren GG-Dämpfungszustand zu erreichen. Die Reflektivität nimmt im Fall der IF-Nachbelichtung um etwa 10 % zu, von 64 auf 72 %. Das ist gegenüber dem Tempern, bei dem die Reflektivität absinkt, ein entscheidender Vorteil der IF-Nachbelichtung. Eine Einschränkung ist allerdings durch die Positionierung der Faser gegeben. Das IF-Muster muss selbstverständlich exakt mit der Lage der FBG-Indexmaxima und -minima übereinstimmen, ansonsten wird durch die Nachbelichtung der Brechzahlmodulationskontrast, d.h. die Reflektivität, des FBG abnehmen. Eine IF-Nachbelichtung erscheint also nur direkt nach der FBG-Herstellung sinnvoll, wenn die FBG-Position relativ zum IF-Muster noch nicht geändert wurde. Eine andere Möglichkeit gänzlich auf eine IF oder homogene Nachbelichtung zu verzichten wäre die FBG-Herstellung mit sehr geringen UV-Leistungen. Dann wäre der GG-Dämpfungswert zwar vorteilhaft niedrig aber die FBG-Bildung unvorteilhaft langsam. Günstiger erscheint bei der IF-Nachbelichtung eine stufenweise Absenkung der UV-Leistung und damit des GG-Dämpfungswerts nach der FBG-Herstellung, wie in Experiment 5.30 demonstriert. Eine nachträgliche homogene Nachbelichtung ist unter geeigneten Belichtungsparametern ebenfalls erfolgsversprechend. Bei kleinen Nachbelich-

tungsleistungen wird kaum eine Änderung der Wellenlänge und wichtiger der Reflektivität beobachtet (Abb. 5.32). Vorteilhaft bei der homogenen Nachbelichtung ist die Möglichkeit,

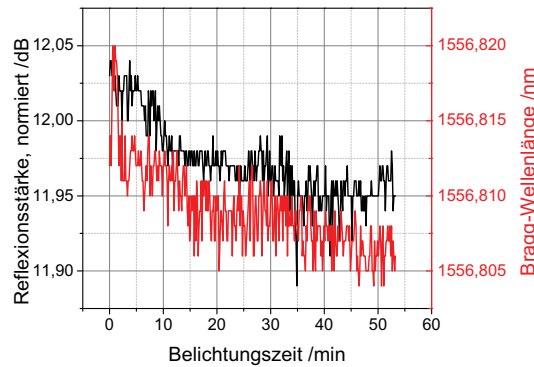


Abb. 5.32: Homogene Nachbelichtung mit 2 mW UV-Durchschnittsleistung eines FBG in Faser 744s, eingeschrieben mit 250 mW UV-Durchschnittsleistung. Die Reflektivität ändert sich um weniger als 2 %, von 54,3 % auf 53,1 %. Die unerwartete negative Wellenlängenverschiebung von 8 pm wird auf eine geringfügige Änderung der Raumtemperatur, kleiner 1 K, zurückgeführt.

einen geringeren GG-Dämpfungswert zu erreichen, nachteilig ist die dafür notwendige, längere Belichtungszeit auf Grund der größeren Zeitkonstante. Insgesamt erscheint für FBG, die bereits aus der Einschreibposition entfernt wurden, eine homogene Nachbelichtung zur Dämpfungssenkung ebenso zielführend wie eine IF-Nachbelichtung eines FBG direkt nach der Herstellung.

Ausgehend von den ermittelten der Reflektivitäts- und Wellenlängenverläufen in Abb. 5.31 kann die Wirkung der Nachbelichtung auf die verschiedenen Regionen des FBG detailliert untersucht werden. Unter der Näherung eines homogenen Gitters mit sinusförmiger Brechzahlmodulation können die Verläufe der AC- und DC-Brechzahlanteile nach Gl.(2.23,2.26) abgeschätzt werden und aus ihnen die Entwicklung der Indexminima und -maxima des FBG. Es gilt $n_{\max,\min} = \Delta n_{\text{DC}} \pm 0,5 \cdot \Delta n_{\text{AC}}$ und es ergeben sich damit die in Abb.5.33 dargestellten Brechzahlverläufe.

Für die Interpretation der Daten wird angenommen, dass an der FBG-Herstellung mehrere Prozesse beteiligt sind, sowohl Farbzentrenbildung als auch Verdichtung und Spannungsänderung. Es wird weiter angenommen, dass während der Bestrahlung, d.h. während des Gitterwachstums, die absorbierenden Defekte durch eine Strahlungsanregung weiter in Verdichtungsdefekte umgewandelt werden können [85]. Damit ergibt sich folgendes anschauliches Bild des FBG nach der Herstellung. Der größte Teil der Brechzahländerung in den Gittermaxima wird den Verdichtungsdefekten zugeordnet, aber trotzdem liegt in diesen Bereichen noch eine große Dichte von absorbierenden Defekten vor, die die beschriebene Breitbandabsorption des FBG verursachen. In den Gitterminima liegt vermutlich eine vernachlässigbare Dichte an absorbierenden Defekten vor, die nicht direkt durch die Laserstrahlung sondern durch intensitätsschwächere Streustrahlung gebildet wurden.

Für beide Fälle der Nachbelichtung, homogene Belichtung und mit Interferenzmuster,

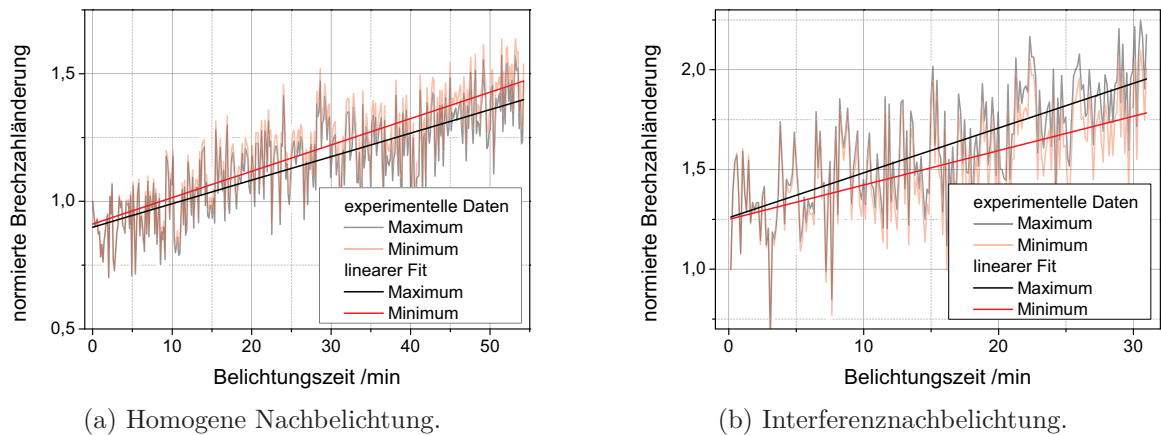


Abb. 5.33: Verläufe der Brechzahlminima und -maxima im FBG während der (a) homogenen Nachbelichtung und (b) mit Interferenzmusternachbelichtung. Es wurde auf die Anfangswerte der Brechzahl im Minimum bzw. Maximum normiert.

wurde ein Rückgang der Absorption beobachtet und damit eine Absenkung der absorbierenden Defektdichte. Aber die Reaktion des FBG, d.h. der Minima und Maxima, ist für beide Belichtungsarten nach Abb. 5.33 unterschiedlich. Im Fall der homogenen Nachbelichtung sinkt die Dichte der absorbierenden Defekte in den Maxima, aber steigt in den Minima. In beiden Regionen liegt trotz geringer UV-Leistung immer noch eine geringe Anzahl an absorbierenden Defekten vor und deshalb kann weiterhin eine Umwandlung in Verdichtungsdefekte stattfinden und ein Brechzahlanstieg beobachtet werden. Der schnellere Brechzahlanstieg in den Minima suggeriert, dass die Umwandlung dort effizienter ist, weil bis jetzt weniger Defekte vorlagen.

Im Fall der Interferenznachbelichtung bleibt die Verteilung der absorbierenden und Verdichtungsdefekte erhalten. D.h. in den Maxima liegen weiterhin mehr Defekte vor als in den Minima, sodass weiterhin in den Maxima ein Brechzahlanstieg beobachtet wird.

5.5 Zusammenfassung der Eigenschaften von UV-fs-Typ-I-Faser-Bragg-Gittern in seltenerddotierten Fasern

Die im Rahmen dieser Arbeit erzeugten FBG weisen ein asymmetrisches, gaußförmiges Brechzahlprofil auf. Die Ursache dafür ist das asymmetrische Laserpulsprofil der UV-fs-Pulse, die zur FBG-Erzeugung genutzt werden. Zudem werden die Abweichungen vom idealen Gaußprofil durch einen Zweiphotonenabsorptionsprozess, der zur Brechzahländerung und FBG-Bildung genutzt wird, verstärkt.

Die hergestellten FBG zeigen sowohl eine Brechzahlanhebung in der AC- als auch in der

DC-Komponente, deren Anteile sich aber während und nach der Belichtung des FBG stark unterscheiden. Nach abgeschlossener Belichtung dominiert der AC-Anteil die Brechzahländerung und der DC-Anteil ist vernachlässigbar. Während der Belichtung spielt der DC-Anteil eine wichtigere Rolle. Er ist um eine Größenordnung größer als der AC-Anteil, was im Spektrum einerseits zu einer deutlichen Verschiebung des Bragg-Peaks und andererseits zu der Ausbildung von Nebenmaxima auf der kurzwelligen Seite des Hauptmaximums und einer Asymmetrie im Maximum führt. Die starke Zunahme der DC-Brechzahlkomponente während der Belichtung mit den UV-fs-Pulsen, d.h. während der Gitterherstellung, wird hauptsächlich durch eine Erwärmung und dem daraus resultierenden thermooptischen Effekt verursacht. Der Wärmeeintrag wird dabei durch Defekte verursacht, die die Laserstrahlung effektiv absorbieren. Diese absorbierenden Defekte werden erst durch die UV-Bestrahlung induziert, wodurch sich die Fluoreszenz- und Absorptionseigenschaften des Faserkernmaterials signifikant ändern. Insbesondere wird in (Yb-)Al-dotierten Proben eine Breitbandabsorption erzeugt, die sich von der UV-Kante des Glases bis in das NIR erstreckt. Dieser Effekt wurde in UV-ns-erzeugten FBG in Ge-dotierten Fasern ebenfalls beobachtet [134] und als Photodarkening-Effekt (PD) bezeichnet. Er wirkt sich damit neben der beobachteten starken Erwärmung bei der Gitterherstellung auch nachteilig auf die Anwendung von FBG im VIS-Bereich und in Yb-Faserlasern im NIR aus. Die zwei wichtigsten Methoden zur Optimierung der FBG für Anwendungen im NIR-Bereich basieren auf der Erkenntnis, dass die UV-induzierten Defekte sowohl thermisch als auch optisch ausheilbar sind. Speziell für das hier erzeugte UV-fs-induzierte PD wurde in Teilabschnitt 5.2.1 gezeigt, dass es durch UV-fs-Pulse auch wieder gebleicht werden kann (Photobleaching, PB). Der Vorteil des UV-fs-PB gegenüber einer thermischen Nachbehandlung der FBG ist, dass die Reflektivität des FBG nahezu erhalten bleibt bzw. unter bestimmten Bedingungen sogar erhöht und gleichzeitig die Breitbandabsorption vermindert wird.

In den hergestellten FBG konnten neben den absorbierenden Defekten, die über das Farbzentrenmodell eine Brechzahländerung erklären können, auch Spannungsänderungen und Verdichtung durch die UV-Bestrahlung nachgewiesen werden. Alle drei Mechanismen sind an der FBG-Bildung beteiligt. Aus dem Vergleich der thermischen Stabilität der FBG mit Literaturangaben konnte aber abgeleitet werden, dass die vorliegenden FBG hauptsächlich auf Verdichtung und Spannungsänderungen beruhen und es sich weniger um farbzentrenbasierte FBG handelt. Die FBG konnten ausgehend von ihrer Stabilität in den isochronen Heizexperimenten und ihrer spektralen Form der fs-Typ-I-Klasse zugeordnet werden. Die herstellungsbedingt auftretenden, UV-induzierten absorbierenden Defekte spielen für die FBG-Stärke kaum eine Rolle, sind aber für Anwendungen der FBG im Faserlaserbetrieb unbedingt zu berücksichtigen.

Der nicht zu vernachlässigende Einfluss der absorbierenden Defekte konnte deutlich unter optischer Belastung der FBG, unter NIR-Pumpen, aufgezeigt werden. Ohne jegliche Vorbehandlung reagiert das FBG auf die NIR-Bestrahlung seiner UV-induzierten Defekte mit

einer starken Erwärmung. Neben der Absorption des NIR-Pumplichts durch die Defekte findet zudem eine Wechselwirkung zwischen den UV-induzierten Defekten und Defekten erzeugt durch das NIR-PD statt. Ein Vergleich der beiden PD-Arten, erzeugt durch UV-fs- und NIR-Bestrahlung, zeigt deutlich, dass ähnliche Defekte beteiligt sind und ähnliche Effekte auftreten. In beiden Fällen entsteht eine Breitbandabsorption, die Yb-Fluoreszenzintensität nimmt ab, die Lebensdauer des angeregten Yb^{3+} -Ions sinkt und sowohl ein thermisches als auch optisches Bleichen erzeugter PD-Defekte ist möglich. Durch eine thermische Behandlung des FBG, d.h. das vollständige Ausheizen der NIR-absorbierenden Defekte, kann die starke Absorption der Pumpstrahlung vermieden werden. Anschließend sind typische Effekte des NIR-Pumpens Yb-dotierter Fasern sichtbar und eine Beeinflussung des FBG durch die Strahlung vernachlässigbar. Zum einen tritt durch das Pumpen ein Quantendefekt auf, der in einer Erwärmung der Faser resultiert, die mit dem FBG als Temperatursensor in Abhängigkeit der Dotierung und Pumpwellenlänge bzw. Inversion quantifiziert werden konnte. Zum anderen tritt der NIR-PD-Effekt auf, d.h. es wird eine zeitlich anwachsende Dämpfung im Kernmaterial beobachtet, die zu einer zusätzlichen Erwärmung der gepumpten Faser führt. Gleichzeitig wurde mit der Untersuchung gezeigt, dass die genaue Analyse der Temperaturentwicklung im Faserkern unter Pumpbedingungen mit einem getemperten FBG erfolgreich durchführbar ist. Zusammenfassend konnten in diesem Kapitel sowohl eine thermische als auch optische Optimierungsroutine der FBG zur Anwendung unter NIR-Pumpen vorgeschlagen und bzgl. der optischen Eigenschaften, insbesondere der Senkung der Breitbandabsorption, erfolgreich getestet werden. Im nächsten Kapitel werden die gewonnenen Erkenntnisse dann explizit zur Stabilisierung eines FBG-basierten monolithischen Faserlasers angewendet.

6 Anwendung der Faser-Bragg-Gitter im monolithischen Faserlaser

Nachdem die hergestellten FBG in seltenerd-dotierten Fasern ausführlich auf ihre optischen und thermischen Eigenschaften untersucht wurden, soll in diesem Kapitel die Anwendung der FBG in Laserfasern in einem monolithischen Faserlaserexperiment demonstriert werden. Zuerst werden im Abschnitt 6.1 der Faserlaseraufbau und in 6.2 die grundlegenden Effekte, die während des Laserbetriebs beobachtet werden, erklärt und diskutiert. Anschließend werden die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Optimierungsroutinen für FBG unter Faserlaseranwendung getestet. Es wird die thermische (Abschn. 6.3.1) und optische Nachbehandlung (Abschn. 6.3.2) angewendet, um die störende, herstellungsbedingte Breitbandabsorption der FBG zu senken und eine Erwärmung der FBG-Region im Laserbetrieb zu vermeiden.

6.1 Erzeugung von Faser-Bragg-Gittern in Laserfasern im Laserbetrieb

Die Reflexionswellenlänge von FBG für Faserlaseranwendungen liegt meist im Absorptions- bzw. Fluoreszenzbereich der aktiven Dotierungskomponente, sodass die Vermessung dieser FBG und Bestimmung ihrer genauen Reflektivität problematisch ist. Insbesondere wird die Messung des FBG in Transmission oder Reflexion durch Absorption des Testlichts und daraus folgender ASE verfälscht. Im Extremfall ist eine Vermessung und Charakterisierung des FBG durch eine starke Absorption des Testlichts nicht möglich. Besonders für die Herstellung der FBG in Laserfasern ist dieser Sachverhalt nachteilig, weil das Gitterwachstum während des Einschreibprozesses nicht beobachtet werden kann und so nicht sichergestellt ist, dass das FBG korrekt im Kern positioniert ist und es als Reflektor für die Laserstrahlung wirksam ist. Ein Vorschlag um das Einschreiben des FBG zu überwachen und ggf. durch eine Nachjustage der Fokusslage zu optimieren ist, die Faser während der FBG-Herstellung optisch zu pumpen und das Einsetzen des Laserprozesses zu beobachten. Insbesondere die spektralen Änderungen im Yb-Fluoreszenzsignal deuten direkt auf das Einsetzen des Laserbetriebs, das über die Messung der Laserausgangsleistung quantifiziert werden kann. Für beide Methoden ist keine gesonderte Referenzlichtquelle nötig, denn es wird das Lasersignal selbst bzw. zu Beginn des FBG-Einschreibens die ASE beobachtet,

über die Rückschlüsse auf das FBG gezogen werden können. Das vorgeschlagene Konzept wurde in dem in Abb. 6.1 dargestellten experimentellen Aufbau umgesetzt und in [15] veröffentlicht.

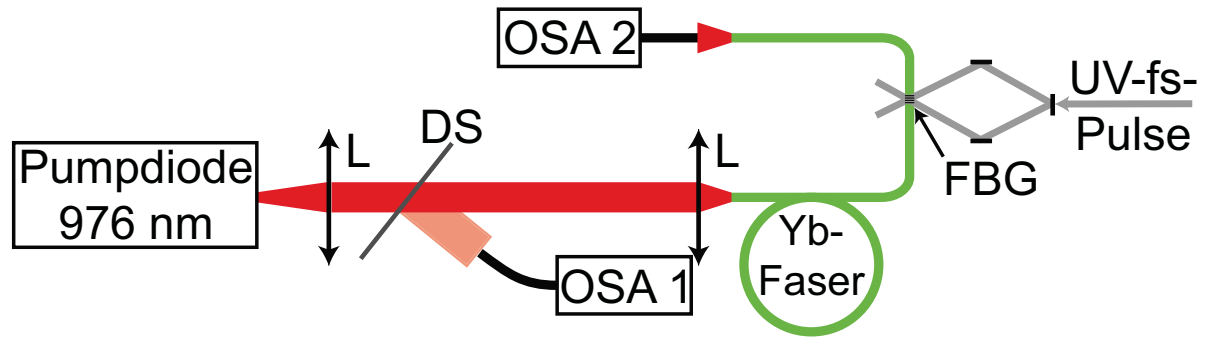


Abb. 6.1: Aufbau des FBG-stabilisierten Faserlasers. Die FBG-Herstellung in ein Ende der Yb-dotierten Laserfaser (grün) erfolgt mit dem Phasenmasken-Interferometer (grau). Am anderen Faserende wird das Pumplicht über zwei Linsen L in die Laserfaser eingekoppelt, die Pumplichteinkopplung wird dabei wassergekühlt. NIR-Licht, welches im Freistrahle propagiert, ist zur Verdeutlichung rot gekennzeichnet. Über einen dichroitischen Spiegel DS wird das Laserausgangssignal vom Pumplicht separiert und kann mit einem optischen Spektrumanalysator OSA 1 bzw. einem Leistungsmessgerät (nicht dargestellt) vermessen werden. Die Zuleitungsfaser zum OSA (schwarz) ist eine 125 μm Standardfaser, mit der nur ein Teil des Faserlaserspots zur spektralen Charakterisierung des Lasersignals erfasst wird. Mit dem OSA 2 wird der spektral breitere ASE-Verlauf vermessen.

Um in den Faserlaserexperimenten eine Instabilität des Laserbetriebs durch Wechselwirkung höherer, geführter Moden mit dem FBG zu vermeiden wurde Faser 722s für die Experimente ausgewählt, die im Yb-Verstärkungsband nur eine Mode führt. Die Länge der verwendeten Faser beträgt 10 m, sodass zum optischen Pumpen eine fasergekoppelte 976 nm-Laserdiode (*Laserline*, 500 W, 200 μm Pigtail, NA 0,22) gewählt wurde, um eine effektive Pumplichtabsorption auf dieser kurzen Länge zu erreichen. Das Pumplicht wird an dem gerade gebrochenem Faserende in die aktiv dotierte Faser eingekoppelt und im Mantelbereich geführt (Mantelpumpen). An diesem Faserende erfolgt ebenfalls die Laserlichtauskopplung, denn der schwachreflektierende (LR) Spiegel des Faserlaserresonators entspricht in diesem Aufbau dem Fresnelendreflex ($\sim 3,4\%$) dieser Faserendfläche. Über einen dichroitischen Spiegel wird das Laser- vom Pumplicht getrennt und das schmalbandige Laserspektrum sowie die Leistung kann aufgezeichnet werden. Für die Vermessung des Spektrums wurde ein optischer Spektrumanalysator genutzt (OSA 1, *Yokogawa* AQ6375), für die Leistungsmessung ein Leistungsmessgerät (*Coherent*, LabMaster mit Messkopf TM200). Das FBG, welches als hochreflektierender (HR) Resonatorendspiegel dienen soll, wird mit Hilfe des Phasenmasken-Interferometers (Phasenmaskenperiode 746,2 nm) hergestellt, sodass die Reflexionswellenlänge etwa bei 1082 nm und damit im Yb-ASE-Band der Faser liegt. Während des FBG-Herstellungsprozesses wird eine Pumpleistung von 3 W angelegt, um in erster Linie die spektralen Änderungen, anfangs die ASE und anschließend das Lasern, zu verfolgen. Um am Beginn der FBG-Herstellung ein

spontanes Anschwingen des Lasers auf einer ASE-Wellenlänge zu unterdrücken, ist das Faserende, an dem das FBG eingeschrieben wird, schräg gebrochen. An diesem Faserende wird das spektral breite ASE-Spektrum vermessen (OSA 2), um am Laserausgang das schmalbandigere Laserspektrum mit höherer zeitlicher Auflösung beobachten zu können.

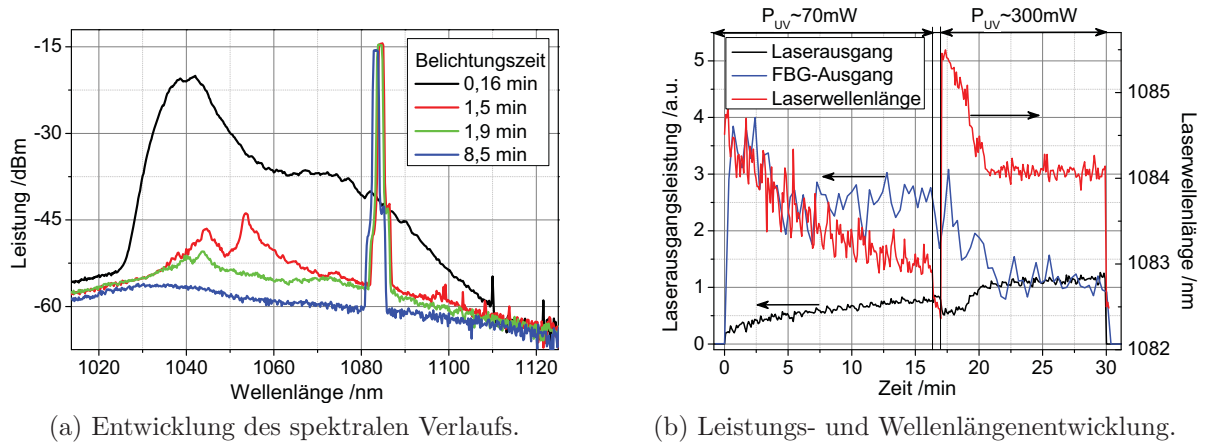


Abb. 6.2: Änderungen in der Lasercharakteristik während der FBG-Herstellung mit zwei verschiedenen UV-Leistungen. In (a) sind Spektren zu verschiedenen Zeiten während der Belichtung mit 70 mW mittlerer Leistung der UV-fs-Pulse am FBG-Ausgang aufgenommen worden und in (b) ist die Entwicklung der Laserleistung und -wellenlänge zusammengefasst dargestellt. Die Laserleistung am FBG-Ausgang wurde mit OSA 2 gemessen, am Laserausgang mit OSA 1. Während der gesamten Belichtung betrug die 976 nm-cw-Pumpleistung 3 W.

Die Beobachtungen während der FBG-Herstellung in der Laserfaser sind in Abb. 6.2 zusammengefasst. Zu Beginn des Experiments wurde eine geringe UV-Leistung von 70 mW zur FBG-Herstellung genutzt, um die Effekte am Anfang der Belichtung besser beobachten zu können. Unter diesen Belichtungsparametern entsteht ein schwachreflektierendes FBG. Im Anschluss wird durch eine zweite Belichtung mit höherer Leistung (300 mW) ein HR-FBG mit $R > 80\%$ erzeugt, für die Nutzung als HR-Resonatorendspiegel.

Schon zu Beginn der Belichtung mit der sehr geringen UV-Durchschnittsleistung von 70 mW sind deutliche Änderungen im Spektrum zu erkennen (Abb. 6.2a). Das Spektrum wird anfangs von der Yb-ASE dominiert, die ein Hauptmaximum bei 1040 nm zeigt und sich bis etwa 1110 nm erstreckt. Innerhalb weniger Sekunden nach Beginn der FBG-Herstellung bricht die ASE ein und ein Laserpeak bei etwa 1082 nm bildet sich aus. Beide Effekte deuten darauf hin, dass das FBG nun wirksam ist und die Wellenlänge des Faserlasers bestimmt. Mit längerer Belichtungszeit wird die ASE stärker unterdrückt und die Leistung des Laserpeaks, gemessen hinter dem FBG mit OSA 2, nimmt ab. Im Gegenzug nimmt die Laserleistung am LR-Ausgang der Faserlasers (OSA 1) zu (Abb. 6.2b). Beides deutet auf eine Zunahme der Reflektivität des FBG hin, welches nun als Resonatorendspiegel fungiert.

Während der FBG-Herstellung zeigt die Bragg-Wellenlänge ein unerwartetes Verhalten.

Sie sinkt mit der Belichtungszeit bzw. mit steigender Reflektivität des FBG. Eine Modulation des Wellenlängen- und Laserausgangssignals im Verlauf der Messung wird auf Leistungsschwankungen der fs-Pulse zurückgeführt. Nach dem Beenden der Belichtung mit geringer UV-Leistung wird ein sprunghafter Abfall der Wellenlänge beobachtet, der wie beim Einschreiben von FBG ohne Pumpen durch die Abkühlung nach der UV-Belichtung verursacht wird (vgl. Abschn. 5.1.1). Für eine UV-Leistung von 300 mW, fällt der anfängliche Temperatursprung deutlich größer aus und beträgt etwa 280 K. Anschließend ist wieder ein Absinken der Wellenlänge zu bemerken, bevor ein nahezu konstanter Wert von 1084 nm erreicht wird. Die Wellenlängenänderung am Ende beträgt nur noch 1,6 nm, entsprechend einer Temperaturänderung von etwa 150 K.

Die Beobachtung, dass die Bragg-Wellenlänge während der Belichtung sinkt, ist nur im Zusammenhang mit der Bildung von Typ-II-A-FBG berichtet [140], die aber für die hergestellten FBG nach Abschn. 5.4.1 ausgeschlossen wurde. Die Ursache für dieses Verhalten wird vielmehr in einer Wechselwirkung der UV-induzierten Defekte in der FBG-Region mit dem NIR-Licht gesehen, insbesondere in einer Verringerung der Defektdichte (NIR-Bleichen), die detaillierter im nächsten Experiment untersucht wird. Über diesen Ansatz kann ebenfalls die geringere Temperaturänderung von 150 K am Ende der Belichtung mit 300 mW im Vergleich zu den 280 K am Beginn der Belichtung erklärt werden.

Mit der in diesem Abschnitt vorgestellten experimentellen Vorgehensweise, das Laserspektrum während der FBG-Herstellung zu überprüfen, konnte eine Methode zur Feinjustage der Fokusslage und damit zur Optimierung der Einschreibparameter für die Gitterherstellung sowie zur Prüfung der FBG-Funktion als Resonatorspiegel entwickelt werden.

6.2 Demonstration des FBG-stabilisierten Faserlasers und Untersuchung seiner Leistungsstabilität

In diesem Abschnitt wird die grundsätzliche Funktionsfähigkeit des Laser demonstriert und seine Leistungsstabilität, insbesondere die Laserwellenlänge in Abhängigkeit der Laserleistung, untersucht.

Für diesen Versuch wurde ein HR-FBG genutzt, hergestellt mit 300 mW UV-Durchschnittsleistung innerhalb von 5 min Belichtungszeit mit der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Technik. Im Anschluss wurde der FBG-wellenlängenstabilisierte Faserlaser (Aufbau analog Abb. 6.1) mit verschiedenen NIR-Leistungen gepumpt, die Laserausgangsleistung gemessen und die spektrale Charakteristik des Laserausgangs und damit indirekt das FBG beobachtet (Abb. 6.3).

Bei niedrigen Pump- bzw. Laserleistungen bis 2,1 W wird ein stabiles Lasersignal beobachtet, d.h. es treten kaum Schwankungen der Wellenlänge für eine konstante Laserleistung auf (Abb. 6.3a). Durch Erhöhung der Leistung sind im Verlauf der Laserwellenlänge zwei verschiedene Effekte zu beobachten. Zuerst fällt bei niedrigen Leistungen nur der sprung-

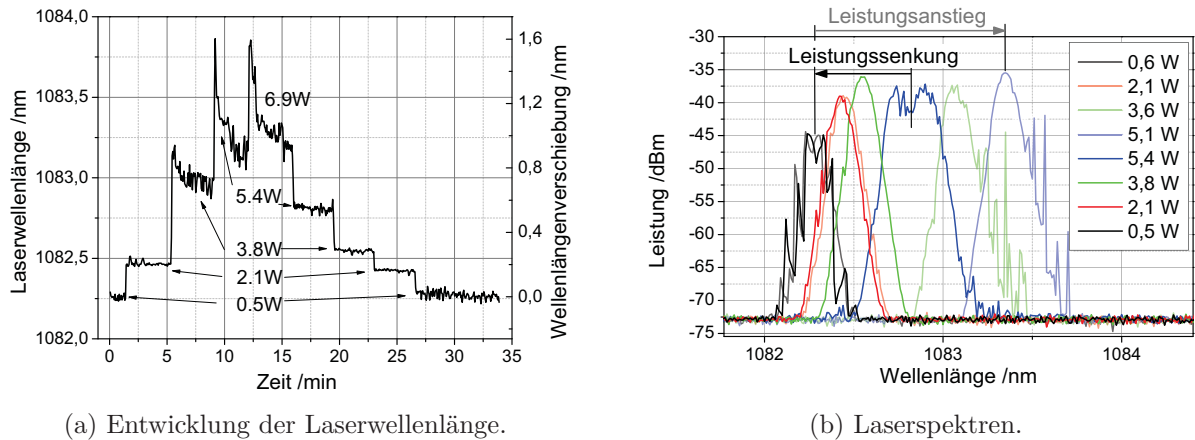


Abb. 6.3: Entwicklung der Laserwellenlänge und spektrale Charakteristik des FBG-stabilisierten Faserlasers bei schrittweiser Erhöhung und Absenkung der Pump- bzw. Laserleistung. In der Legende sind die Laserausgangsleistungen gegeben. Auf Grund der starken Wellenlängendrift wurde kein Spektrum für 6,9 W Laserleistung dargestellt.

hafte Anstieg der Laserwellenlänge bei Änderung der Laserleistung auf. Er wird, wie bei der FBG-Herstellung, durch eine leistungsabhängige Erwärmung durch NIR-Absorption der UV-induzierten Defekte verursacht. Bis zu einer Laserleistung von 6,9 W beträgt die Verschiebung etwa 1,6 nm, was einer Erwärmung der FBG-Region um etwa 140 K entspricht. Der zweite Effekt betrifft den Wellenlängenverlauf bei konstanter Laserleistung. Für geringe Leistungen bleiben die Wellenlänge und damit die Temperatur nahezu konstant, d.h. der Faserlaser zeigt das gewünschte, stabile Wellenlängenverhalten. Bei hohen Leistungen sinkt die Laserwellenlänge bzw. Temperatur im FBG nach der anfänglichen, abrupten Temperaturzunahme ab, ähnlich den Beobachtungen während der FBG-Herstellung in Abb. 6.2b und während des Kernpumpens der FBG in Abschnitt 5.4.2. Die Laserleistung zeigt bei der starken Wellenlängenverschiebung keine signifikante Änderung. Wird die Laserleistung wieder abgesenkt, ist in der Entwicklung der Wellenlänge bei konstanter Laserleistung kleiner 5,4 W kein abfallender Trend mehr zu beobachten (Abb. 6.3a). Die Leistungsabhängigkeit der Laserwellenlänge beschränkt sich nur noch auf den Temperatursprung bei Änderung der Leistung, der jetzt bei der Leistungsabsenkung niedriger ist als bei der Leistungserhöhung. Für z.B. 2,1 W betrug die Wellenlängenverschiebung gegenüber 0,5 W zu Beginn 0,2 nm und nach der Leistungsabsenkung nur noch 0,14 nm (Abb. 6.3a, rechte Skala).

Die Leistungsabhängigkeit der Laserwellenlänge zeigt sich auch in den Laserspektren (Abb. 6.3b). Das Laserspektrum für die niedrigste Laserleistung von 0,6 W zeigt eine Multipeakstruktur. Dieses breite, mehrere Laserpeaks umfassende Spektrum ergibt sich dadurch, dass der Laser auf verschiedenen, durch das spektral breitere FBG vorgegebenen Laserlinien anschwingt und dieser Prozess mit der verhältnismäßig langsamen OSA-Messung zeitlich nicht aufgelöst werden kann. Aus diesem spektralen Verhalten des Lasers

wird geschlossen, dass der Laser mit dieser Leistung nahe der Laserschwelle betrieben wird, die von der Qualität des geraden Bruchs an der Pumplichteinkopplung, der Reflektivität des FBG und der Faserlänge abhängt. Bei höheren Laserleistungen (3,6 W, 5,1 W) ist das Spektrum gaußförmiger, zeigt aber dennoch zusätzliche, scharfe Emissionslinien auf der langwelligen Seite des Laserpeaks, vermutlich ebenfalls verursacht durch temporäre Schwankungen der Laserwellenlänge. Bei der nachfolgenden Leistungsabsenkung war für 5,4 W Laserleistung weiterhin ein zeitlich veränderliches Laserspektrum zu beobachten, welches u.a. die dargestellte Doppelpeakstruktur zeigte. Bei weiterer Leistungssenkung zeigt sich für 3,8 W in Abb. 6.3b ein geglättetes und damit zeitlich stabiles Spektrum.

Die beobachtete Leistungsabhängigkeit der Laserwellenlänge und insbesondere auch die Wellenlängenverschiebung bei konstanter Pumpleistung wird auf die Wechselwirkung der UV-induzierten, NIR-absorbierenden Defekte mit dem NIR-Licht zurück geführt. Nach der FBG-Herstellung liegt eine Breitbandabsorption bis in das NIR vor, die in ihrem spektralen Verlauf sehr dem NIR-PD gleicht (vgl. Abb. 5.15). Auf dieser Basis sind zwei verschiedene Wechselwirkungsmechanismen zur Erklärung der Wellenlängenabsenkung bei konstanter Pumpleistung vorstellbar. Einerseits ist die Defektdichte nun direkt durch die NIR-Strahlung zu beeinflussen, weil es sich um die gleichen PD-Defekte handelt. Liegt der neue, durch die Yb-Inversion definierte Gleichgewichtszustand des NIR-PD auf einem niedrigeren Dämpfungsniveau als der herstellungsbedingte UV-PD-Zustand, folgt nach dem Modell der Gleichgewichtszustände eine Abnahme in der Defektdichte bzw. der Absorption. Dieser Schluss steht gut in Übereinstimmung mit der beobachteten geringeren Erwärmung bzw. Wellenlängenverschiebung bei Änderung der Laserleistung bei der Leistungsabsenkung im Vergleich zum Leistungsanstieg (Abb. 6.3a, rechte Skala). Andererseits ist ein thermisches Ausheilen der Defekte durch die absorptionsbedingte Erwärmung um 100 K möglich. Beide NIR-induzierten Ausheilprozesse werden im Folgenden zusammengefasst als NIR-Photobleichprozess (NIR-PB) bezeichnet. Nach dem NIR-PB bleiben viele Defekte zurück, die weiterhin durch Absorption der NIR-Strahlung eine Wellenlängenverschiebung und Erwärmung verursachen, die in Abb. 6.3a beim Absenken der Laserleistung immer noch als leistungsabhängige Verschiebung der Wellenlänge erkennbar ist. Für hohe Laserleistungen tritt dementsprechend weiterhin eine starke Erwärmung auf, durch die z.B. das Coating, welches sich normalerweise um die Faser befindet, degradieren und dabei die Faser beschädigen kann.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass der FBG-wellenlängenstabilisierte Faserlaser grundsätzlich funktioniert, wobei im Laserbetrieb eine leistungsabhängige Wellenlängenverschiebung und ein zeitlich veränderliches Laserspektrum (Nebenmaxima) auftreten. Die Ursache dafür wird in der NIR-Absorption der UV-induzierten Defekte gesehen. Über ein NIR-PB wird zwar die Defektdichte vermindert und der Laserbetrieb bei geringen Leistungen verbessert, aber das Problem der leistungsabhängigen Wellenlängenverschiebung bleibt bestehen. Im folgenden Abschnitt werden deshalb zwei Methoden zur effizienten Verminderung der nachteiligen, absorbierenden Defekte bzw. zur Verbesserung der

Leistungsstabilität des Faserlasers bzgl. der Laserwellenlänge untersucht.

6.3 Optimierung der FBG-Eigenschaften für die Faserlaseranwendung

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass der monolithische FBG-basierte Faserlaser mit einem FBG, welches direkt nach der Herstellung im Faserlaserbetrieb genutzt wird, eine leistungsabhängige Laserwellenlängenverschiebung und für hohe Pump- bzw. Laserleistungen ein zeitlich instabiles Spektrum zeigt. Für eine Anwendung der FBG im Faserlaser ist dieses Verhalten nicht akzeptabel und muss vermieden werden. In Kapitel 5 und im vorangegangenen Abschnitt stellte sich deutlich heraus, dass die UV-induzierten Defekte eine entscheidende, nachteilige Rolle unter optischem Pumpen spielen. Im Weiteren wird mit der Anwendung von zwei, aus Kap. 5 abgeleiteten Methoden zur Verminderung der Defektdichte gezeigt, wie die Leistungsstabilität des FBG-wellenlängenstabilisierten Faserlasers verbessert werden kann.

6.3.1 Faser-Bragg-Gitter mit thermischer Nachbehandlung

Für die Untersuchung wird zur Vergleichbarkeit mit Abschnitt 6.2 ebenfalls ein HR-FBG verwendet, hergestellt mit 300 mW Durchschnittsleistung in 12 min. In Abhängigkeit von der Laserleistung zeigt sich im Laserspektrum wieder eine deutliche Verschiebung des Laserpeaks (Abb. 6.4a), wie bereits im vorangegangenen Abschnitt beschrieben. Zusätzlich bilden sich in diesem Versuch Seitenbanden auf der kurzwelligen Seite des Hauptmaximums aus.

Die Ursache der Verschiebung des Hauptmaximums um 2 nm wird wieder in einer Erwärmung um etwa 180 K, resultierend aus der NIR-Absorption der UV-induzierten Defekte, gesehen. Die Seitenbanden können nach den Erfahrungen aus den Simulationen der Gitterspektren ebenfalls aus einer Erwärmung resultieren. Entlang des FBG bildet sich eine komplizierte, inhomogene Temperaturverteilung aus, weil die Absorption der Defekte und damit die Erwärmung entscheidend von der Eindringtiefe der Laserstrahlung in das FBG abhängen. An der pumpeinkopplungszugewandten Seite des FBG wird eine stärkere Erwärmung erwartet als am anderen Ende, wohin die Strahlung im HR-FBG kaum vordringt. In den anderen beiden Faserlaserexperimenten unter 6.2 und 6.3.2 mit geringer reflektierenden FBG wurden keine so stark ausgebildeten Nebenmaxima beim Pumpen der unbehandelten FBG beobachtet. Die starke Ausbildung der Nebenmaxima tritt damit erst bei starken DC-Brechzahlanteilen in HR-FBG auf.

Zur Minimierung der Erwärmung bzw. der Wellenlängenverschiebung im Laserbetrieb muss die Dichte der NIR-absorbierenden Defekte vermindert werden. Das ist nach Abschnitt 5.2 über ein thermisches Ausheilen möglich. Zum Test dieser Optimierungsmethode

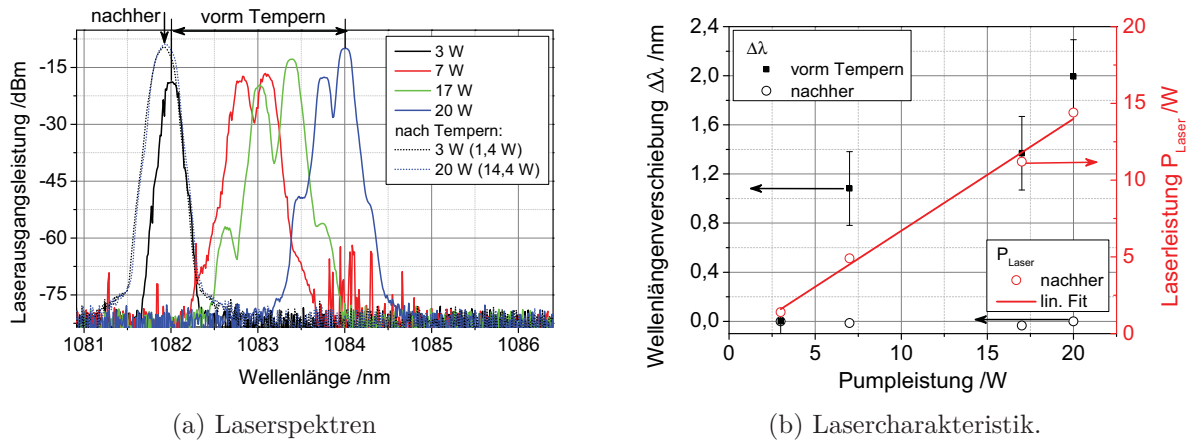


Abb. 6.4: Spektrale Verläufe des Laserausgangssignals für verschiedene Pumpleistungen (a, Laserleistung in Klammern) und die Lasercharakteristik (b) in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung vor und nach der thermischen Nachbehandlung. Die Fehlerbalken der Wellenlängenverschiebung in (b) kennzeichnen den Bereich der Wellenlängenabsenkung bei fester Leistung, vergleichbar zum Verhalten in Abb. 6.3b. Mit dem linearen Fit der Leistungswerte in (b) wurde die Lasereffizienz zu $(73 \pm 4) \%$ ermittelt.

wurde die Laserfaser um das FBG vollständig entmantelt und in einem Rohrofen bei 530°C für 5 min getempert, analog zur Behandlung in Abschn. 5.2. Anschließend wurde das Pumpexperiment wiederholt und bei der höchsten Pumpleistung wurden weder eine signifikante Verschiebung noch Seitenbanden am Laserpeak festgestellt (gepunktete Kurven Abb. 6.4a). Die geringfügige Wellenlängenänderung in Abb. 6.4b entspricht einer Temperaturänderung kleiner 2 K, die auf Schwankungen der Raumtemperatur zurückgeführt wird. Bei einer absorbierten Pumpleistung von 20 W wurde eine Laserausgangsleistung von 14,4 W erreicht. Nur etwa 0,23 W verließen den Resonator auf der FBG-Seite, sodass von der Bildung eines HR-Gitter mit etwa 93 % Reflektivität [15] ausgegangen wird. Die Lasereffizienz des FBG-stabilisierten Lasers, definiert als das Verhältnis der Ausgangs- zur Pumpleistung, wurde mit Hilfe einer linearen Kurvenanpassung in Abb. 6.4b bestimmt und beträgt $(73 \pm 4) \%$.

Die thermische Nachbehandlung des FBG eignet sich damit hervorragend zur Stabilisierung des FBG-definierten Laserbetriebs, d.h. das FBG zeigt im Anschluss ausschließlich die gewünschte Reflexionseigenschaft als Resonatorenspiegel und eine störende Erwärmung durch Absorption der NIR-Strahlung tritt nicht mehr auf. Nach der erfolgreichen thermischen Nachbehandlung wurde auch keine Leistungsdegradation des Faserlasers durch NIR-PD beobachtet. Auf Grund des kurzzeitigen Laserbetriebs, der relativ geringen Yb-Dotierung und geringen Inversion in dem cw-Laseraufbau wird von einem vernachlässigbaren Einfluss des NIR-PD-Effekts ausgegangen.

6.3.2 Faser-Bragg-Gitter mit optischer Nachbehandlung

Im Abschnitt 5.2.1 wurde gezeigt, dass die Dichte absorbierender Defekte ebenfalls durch eine Nachbelichtung mit UV-fs-Pulsen mit geringerer Durchschnittsleistung effizient gesenkt werden kann. Diese Methode wurde an einem LR-FBG demonstriert, damit der, nach dem UV-PB verbleibende unbleichbare Dämpfungsanteil möglichst gering ist (vgl. Abschn. 5.4.3) und der Einfluss der Behandlung deutlich wird. Das FBG wurde mit 150 mW für 3 min belichtet und nach dem ersten Leistungstest eine IF-Nachbelichtung mit 3-4 mW für 3 min und anschließend mit 1 mW UV-Durchschnittsleistung für 34 min durchgeführt. Zum Vergleich ist die Wellenlängen- und Leistungscharakteristik des FBG-stabilisierten Faserlasers für verschiedene Laserleistungen vor und nach der UV-PB-Behandlung des FBG in Abb. 6.5 dargestellt.

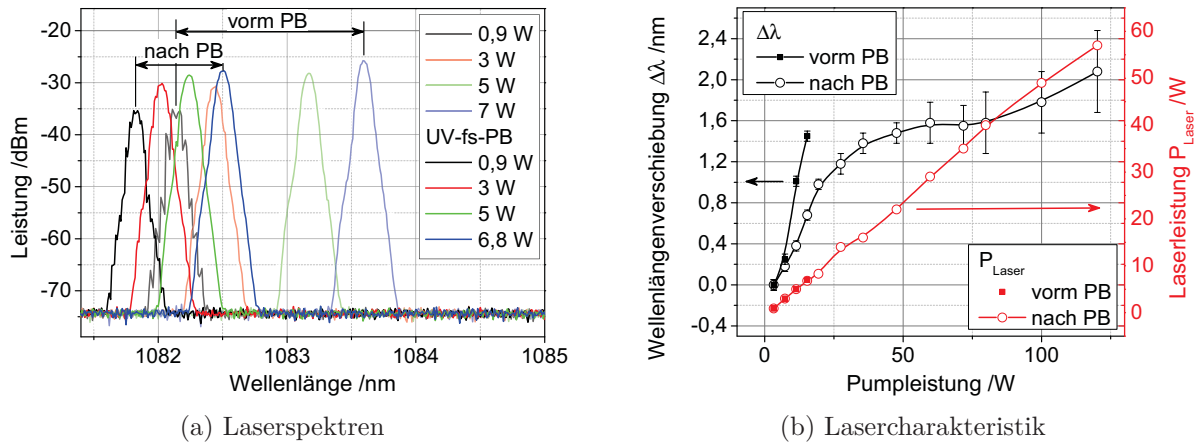


Abb. 6.5: Spektrale Verläufe des Laserausgangssignals für verschiedene Laserleistungen (a) und die Lasercharakteristik (b) in Abhängigkeit der absorbierten Pumpleistung vor und nach der UV-fs-PB-Nachbehandlung.

Die beobachtete Laserwellenlängenverschiebung vor der Behandlung von 1,4 nm, entsprechend einer abgeschätzten Erwärmung um 130 K, für die Erhöhung der Pumpleistung auf 16 W bzw. 7 W Laserleistung (Abb. 6.5b) ist vergleichbar zu den Beobachtungen des vorangegangenen Experiments in Abb. 6.4a, für 11 W Pumpleistung bzw. etwa 8 W Laserleistung. In den Spektren zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie bereits unter 6.2 diskutiert. Nach der PB-Behandlung schwingt der Laser etwas stabiler an, das Spektrum für 3 W Laserleistung ist weniger verrauscht, liegt aber bei einer deutlich niedrigeren Wellenlänge (siehe Abb. 6.5a). Die Verschiebung des Laserpeaks für die geringste Pump- (3 W) bzw. Laserleistung (0,9 W) vor und nach der UV-fs-PB-Behandlung beträgt 0,3 nm, beim thermischen Ausheilen betrug der Unterschied bei gleicher Pumpleistung nur 0,09 nm. Eine Ursache für diesen Unterschied wird in den verschiedenartigen Behandlungen und den verschiedenen Reflexionsstärken der untersuchten FBG, LR im Fall des UV-PB und HR im Fall des thermischen Ausheilens, gesehen. Die geringe Reflektivität des vorliegenden

FBG wirkt sich ebenfalls auf die Laserausgangsleistung aus, die bei vergleichbarer Pumpleistung (19,4 W) geringer ist (8,3 W) als bei dem thermisch behandelten FBG mit 14,4 W (vgl. Abb. 6.4a).

Nach dem UV-PB ist die Wellenlängenverschiebung bzw. Erwärmung mit steigender Pumpleistung deutlich geringer als zuvor und beträgt nur noch 0,68 nm bzw. 60 K bei 6,8 W Laserleistung (siehe Abb. 6.5b). Im Vergleich zur thermischen Nachbehandlung ist die Wellenlängenverschiebung bzw. die Erwärmung noch deutlich messbar. Begründet liegt dieser Unterschied in dem Prinzip der PB-Behandlung. Nach dem Modell der UV-Gleichgewichtszustände wird die Dichte der absorbierenden Defekte zwar effizient durch das UV-PB gesenkt, aber es liegen weiterhin absorbierende Defekte in dem neuen Gleichgewichtszustand vor (vgl. Dämpfung in Abb. 5.30 [S. 75]). Bei niedrigen Pumpleistungen beschränkt sich ihr Einfluss auf eine Erwärmung durch die NIR-Absorption. Für Pumpleistungen über 20 W ist in Abb. 6.5b eine deutliche Abweichung vom linearen Anstieg der Wellenlänge bzw. Erwärmung sichtbar, die vermutlich durch eine weitere Verminderung der Defekte durch ein NIR-PB verursacht wird.

6.4 Zusammenfassung der Faserlaserexperimente

In diesem Kapitel wurde zu Beginn mit der FBG-Herstellung im Laserbetrieb eine hilfreiche Methode zur Überwachung des Einschreibprozesses vorgestellt. Dazu wird während der FBG-Herstellung, d.h. der UV-Belichtung, eine niedrige Pumpleistung in die Laserfaser eingekoppelt und das spektrale Feedback des Lasers beobachtet. Bei korrekter Positionierung des Fokus bzw. des FBG zum Faserkern verwandelt sich das ASE-Spektrum in kurzer Zeit in ein typisches FBG-stabilisiertes Laserspektrum. Das Messverfahren wird zur Anpassung der Fokuslage des UV-Einschreibstrahls während der Herstellung von FBG in Laserfasern genutzt. Gleichzeitig ist damit verifizierbar, ob der mit den gewählten FBG-Herstellungsparametern realisierte Faserlaser funktionsfähig ist. Mit dem Verfahren ist aber keine Aussage zur Reflektivität der eingeschriebenen FBG möglich. Dazu muss nach wie vor die Laserleistung an beiden Faserlaserausgängen gemessen werden.

Bei der Vermessung des Laserausgangssignals während der FBG-Herstellung im Laserbetrieb wurde eine Verschiebung der Bragg-Wellenlänge zu kleineren Werten festgestellt. Dieses Verhalten wird ebenso unter NIR-Pumpen mit höherer Leistung nach beendeter UV-Belichtung beobachtet. Die Verschiebung deutet auf einen Einfluss des NIR-Pump- und -Laserlichts auf das FBG bzw. die UV-induzierten absorbierenden Defekte im FBG hin. Durch die NIR-Absorption der Defekte wird im Laserbetrieb eine nachteilige Erwärmung des FBG erzeugt, die in einer NIR-leistungsabhängigen Verschiebung der Laserwellenlänge resultiert. Bei hohen Laserleistungen wird zudem ein Ausheilen der Defekte durch das NIR-Licht (NIR-PB) und damit eine sinkende Erwärmung während des Laserbetriebs beobachtet, die aber zusätzlich zu einem zeitlich instabilen Laserspektrum führt. Das NIR-PB eignet sich nicht zum Ausheilen der Defekte, weil es zu einer lokalen, starken

thermischen Belastung der FBG-Region führt, die zur Degradation des FBG bzw. bis hin zum Faserversagen führen kann und sollte deshalb besser vermieden werden. Im Weiteren wurden zur Senkung der Erwärmung und Vermeidung der Beeinflussung des FBG durch das NIR-Licht zwei Methoden zur Leistungsstabilisierung der FBG und Verbesserung der spektralen Lasereigenschaften untersucht.

Eine Methode zur Optimierung des FBG für die Faserlaseranwendung ist eine isotherme Nachbehandlung zum Ausheilen der störenden, absorbierenden Defekte, die erfolgreich in Abschnitt 6.3.1 demonstriert wurde. Dabei werden aber nicht nur die absorbierenden Defekte ausgeheilt, sondern auch solche, die über Spannungsänderungen und Verdichtung die Brechzahländerung im FBG verursachen. Daraus folgt in jedem Fall eine Gitterdegradation, die abhängig von der verwendeten Temperatur, der Dauer des Temperprozesses und der Ausgangsreflektivität des FBG ist (Abschn. 5.4.1). Vorteilhaft ist dagegen, dass bei geeigneter Wahl der Temperparameter nahezu alle absorbierenden Defekte ausgeheilt werden können, sodass im Laserbetrieb kaum mehr eine Erwärmung zu bemerken ist und der FBG-definierte Laserbetrieb über den getesteten Pumplleistungsbereich stabil ist.

Zur Absenkung der Dichte absorbierender Defekte im FBG erwies sich ebenfalls eine optische Nachbelichtung als gewinnbringend, mit der im Gegensatz zur thermischen Behandlung vorteilhafter Weise die Gitterstärke erhalten bleibt (siehe Abschn. 5.4.3). Nach dem Modell der UV-Gleichgewichtszustände existiert jedoch nach der UV-PB-Behandlung immer noch eine Restdämpfung, d.h. NIR-absorbierende Defekte, die im Laserbetrieb weiterhin nachweislich eine Temperaturerhöhung im FBG verursachen.

Abschließend wird im Vergleich der Ausheilmethoden für etwa 5 W Laserleistung bei der NIR-behandelten Probe eine Wellenlängenverschiebung von 0,51 nm, entsprechend etwa 45 K Temperaturzunahme, registriert, für die UV-behandelte nur 0,38 nm bzw. 35 K und für die getemperte Probe selbst bei 14 W nahezu keine Wellenlängenänderung. Die NIR-PB-Behandlung hat sich damit aus zweierlei Gründen als wenig geeignet erwiesen. Neben der weiterhin bestehenden starken Leistungsabhängigkeit der Laserwellenlänge nach dem NIR-PB tritt beim Ausheilprozess selbst eine starke temporäre Erwärmung des FBG bei der hohen NIR-Leistung auf, die zum Ausheilen nötig ist. Effizienter ist das UV-PB, nach dem jedoch eine Erwärmung des FBG im Laserbetrieb nicht vollständig vermieden werden kann. Am effizientesten ist unter diesem Gesichtspunkt die thermische Nachbehandlung. Die Nachbelichtungsmethode hat aber gegenüber einer thermischen Nachbehandlung den Vorteil, dass sie im bestehenden experimentellen Aufbau direkt im Anschluss an die FBG-Herstellung erfolgen kann. Damit ist weder eine zusätzliche Umpositionierung der empfindlichen, entmantelten Faser noch ein zusätzliches Gerät notwendig.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stand die Charakterisierung und Optimierung von FBG in seltenerddotierten optischen Fasern für die Anwendung zur Wellenlängenstabilisierung monolithischer Faserlaser.

Zur Erklärung der spektralen Erscheinungsform der FBG und Ermittlung der Feld- bzw. Intensitätsverteilung im FBG wurde der Brechzahlverlauf der Gitter bestimmt. Dabei hat sich gezeigt, dass die hergestellten FBG für den Modulations- (AC) und Gleichanteil (DC) ein asymmetrisches Brechzahlprofil aufweisen, verursacht durch das Spotprofil des zur Herstellung genutzten UV-Strahls. Für den Intensitätsverlauf entlang eines HR-FBG wurde eine deutliche Feldüberhöhung in den Simulationen festgestellt und experimentell nachgewiesen. Ihr Auftreten ist insbesondere bei Faserlaseranwendungen zu berücksichtigen, bei denen sehr hohe Intensitäten um die Reflexionswellenlänge des FBG auftreten, beispielsweise im gepulsten Faserlaserbetrieb. In den hier vorgestellten Experimenten mit mittleren cw-Laserleistungen tragen jedoch hauptsächlich andere FBG-induzierte Effekte zur beobachteten leistungsabhängigen Laserwellenlängenverschiebung des Faserlasers bei. Aus den Untersuchungen zur Ursache der Brechzahländerung in femtosekundenpulsinduzierten (fs-) FBG wurde deutlich, dass der dominierende Anteil von spannungs- und verdichtungsinduzierenden Defekten gebildet wird. Das erklärt die beobachtete, höhere thermische Stabilität gegenüber farbzentrenbasierten FBG. Wichtig für die spätere Anwendung der FBG ist allerdings, dass durch die Herstellung der FBG mit den UV-fs-Pulsen trotzdem breitbandig absorbierende Defekte in der FBG-Region erzeugt werden. Unter UV-Belichtung oder Anwendung des FBG unter NIR-Pumpen absorbieren diese Defekte und verursachen eine nachteilige Erwärmung, resultierend z.B. in einer Verschiebung der Reflexionswellenlänge des FBG. Im FBG-basierten Faserlaserbetrieb werden dadurch eine leistungsabhängige Verschiebung der Laserwellenlänge sowie zeitlich instabile Laserspektren mit Nebenmaxima beobachtet. Im schlimmsten Fall kann die Erwärmung durch die absorbierenden Defekte zu einer FBG-Degradation im Sinne eines Reflektivitätsverlustes führen, bis hin zum Faserversagen. Um ein solches Verhalten zu vermeiden, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit verschiedene Methoden analysiert, mit denen die Defektdichte und damit die Absorption des FBG gesenkt und der FBG-basierte Faserlaserbetrieb stabilisiert werden kann.

Eine naheliegende, aber zugleich für das FBG bedenkliche Methode zur Senkung der FBG-Absorption tritt direkt bei der Faserlaseranwendung auf. In Abhängigkeit von der Pump- bzw. Faserlaserleistung wird ein NIR-induziertes Ausbleichen der UV-induzierten Defekte beobachtet. Als Nachbehandlung des FBG zur Dämpfungssenkung ist diese Methode allerdings nicht empfehlenswert, weil die beobachtete, starke anfängliche Temperaturzunahme

zur Zerstörung des Fasercoatings und damit der Laserfaser führen kann. Effizienter und weniger riskant als diese Methode erwies sich eine Temperaturbehandlung zum Ausheilen der absorbierenden Defekte. Wesentlich ist dabei, dass das FBG in diesem Fall trotz einer Degradation und Reflektivitätsminderung seine wellenlängenstabilisierende Funktion im Faserlaser beibehält und unter Pumpen bzw. im Laserbetrieb keine signifikante Wellenlängendrift mehr zeigt, was für den Erfolg der Behandlung spricht. Eine weitere wirkungsvolle und prozesstechnisch direktere Methode ist die optische Nachbehandlung mit UV-fs-Pulsen, die mit höherer Durchschnittsleistung zur FBG-Herstellung genutzt wurden. Die Behandlung beruht auf der grundlegenden Erkenntnis, dass mit UV-Photonen sowohl ein Induzieren als auch Bleichen absorbierender Defekte stattfindet. Im Rahmen der Arbeit wurden UV-leistungsabhängige Gleichgewichtszustände der Defektdichte erstmals experimentell nachgewiesen und zur Dämpfungssenkung am FBG angewendet. Durch eine Nachbelichtung des FBG mit abgesenkter UV-Leistung kann die Defektdichte und damit die UV-induzierte Breitbandabsorption effizient verringert werden und gleichzeitig die Reflektivität des FBG erhalten bleiben. Diese Methode ist damit ebenfalls hervorragend geeignet, die FBG für die Faserlaseranwendung zu optimieren und kann direkt im Anschluss an die FBG-Herstellung im selben Aufbau durchgeführt werden.

Zusammenfassend, sind die Methoden der thermischen und UV-Nachbehandlung zur fs-FBG-Optimierung für den Laserbetrieb adäquat anwendbar. Die konkrete Wahl hängt von den Anforderungen an das FBG, insbesondere an seine Reflektivität und Restdefektdichte, ab. Über das Tempern wird die herstellungsbedingte, störende Absorption vollständig gebleicht, wobei die FBG jedoch an Reflektivität verlieren. Dagegen wird mit der UV-PB-Behandlung die Reflektivität erhalten, aber es verbleibt immer eine Restdichte an Defekten, die weiterhin eine geringe Erwärmung im Faserlaserbetrieb verursacht.

Eine Verallgemeinerung des beobachteten FBG-Verhaltens und der Verbesserungsmethoden auf FBG, erzeugt mit fs-Pulsen anderer Wellenlänge, ist naheliegend, weil bei der FBG-Herstellung ähnliche Prozesse stattfinden [171] und Typ-I-FBG mit vergleichbaren Eigenschaften induzierbar sind. Für 400 nm-fs-FBG wurde der Erfolg einer thermischen Nachbehandlung bereits berichtet [6]. Eine weiterführende Untersuchung der Optimierungsroutinen könnte sich z.B. mit den Fragen auseinandersetzen, wie effektiv eine UV-Nachbelichtung von FBG ist, die mit anderen fs-Puls-Wellenlängen erzeugt wurden und wie die Defektdichte bei der Nachbelichtung weiter gesenkt werden könnte (andere Nachbelichtungsquellen). In diesem Zusammenhang sollte ebenfalls geprüft werden, ob eine verbleibende Erwärmung des FBG im Laserbetrieb nach dem UV-PB akzeptabel ist und bei hohen Laserleistungen z.B. über eine Kühlung kompensiert werden kann. Zur Weiterentwicklung der thermischen Behandlung wäre von Interesse, welches die minimale Temperatur zum vollständigen Ausheilen der Defekte bei gleichzeitiger Minimierung der FBG-Degradation ist.

Generell bietet sich die Optimierung der FBG zur Stabilisierung verschiedenster FBG-basierter Faserlaserkonfigurationen an. Eine Verbesserung der FBG zur Anwendung im

gepulsten, leistungstärkeren Bereich sollte unter den neuen Gesichtspunkten ebenfalls geprüft werden. Neben den optischen und strukturellen Eigenschaften des FBG sind dann gegebenenfalls auch die beobachteten Intensitätsüberhöhungen im FBG zu berücksichtigen. Eine Möglichkeit, hohe Intensität im Faserkern und damit auch Überhöhungen in der FBG-Region zu vermeiden, bieten Großkernfasern (LMA-Fasern). Für die Entwicklung zu höheren Faserlaserleistungen werden diesen Fasern ohnehin große Perspektiven zugeschrieben [172–174]. FBG können in diesem Zusammenhang sowohl als Endspiegel als auch spektrale Filter [175] eingesetzt werden. In beiden Fällen ist die korrekte Positionierung und besonders im Fall der Verwendung als Endspiegel die homogene Verteilung der FBG über den großen Kern entscheidend und könnte mit einem analogen Experiment zum hier erstmals präsentierten parallelen Pumpen während der FBG-Herstellung instantan überprüft werden. Die Methode bietet die Möglichkeit, die Wirkung des FBG im Laserspektrum zu verfolgen und entsprechende Korrekturen bei der FBG-Positionierung noch während des Herstellungsprozesses vorzunehmen.

Durch die vorgestellten Optimierungstechniken besitzen die fs-FBG neben der verbesserten Anwendung als Resonatorelement ebenfalls das Potential, als Sensoren zur direkten Kerntemperaturmessung in Laserfasern eingesetzt zu werden. Das Messprinzip wurde bereits in [13] von uns demonstriert und eine Weiterentwicklung zur orts aufgelösten Messung mittels eines FBG-Arrays erscheint ebenso möglich.

Mit der vorliegenden, grundlagenorientierten Arbeit und im Ausblick auf weiterführende Forschungsthemen wird deutlich, dass das Anwendungspotential von FBG in monolithischen Faserlasern noch nicht ausgeschöpft ist. Die präsentierten Untersuchungen legen vielmehr eine Basis zur weiteren Optimierung von FBG für Anwendung in diesem Laserkonzept über den bereits demonstrierten Leistungsbereich hinaus.

Literaturverzeichnis

- [1] RICHARDSON, D. J., J. NILSSON und W. A. CLARKSON: *High power fiber lasers: current status and future perspectives*. J. Opt. Soc. Am. B, 27(11):B63–B92, 2010.
- [2] TÜNNERMANN, A., T. SCHREIBER und J. LIMPET: *Fiber lasers and amplifiers: an ultrafast performance evolution*. Appl. Opt., 49(25):F71–F78, 2010.
- [3] DONG, L., W. LOH, J. CAPLEN und J. MINELLY: *Efficient single-frequency fiber lasers with novel photosensitive Er/Yb optical fibers*. Opt. Lett., 22(10):694–696, 1997.
- [4] KRINGLEBOTN, J. T., J.-L. ARCHAMBAULT, L. REEKIE und D. N. PAYNE: *Er³⁺:Yb³⁺-codoped fiber distributed-feedback laser*. Opt. Lett., 19(24):2101–2103, 1994.
- [5] WIKSZAK, E., J. THOMAS, J. BURGHOFF, B. ORTAÇ, J. LIMPET, S. NOLTE, U. FUCHS und A. TÜNNERMANN: *Erbium fiber laser based on intracore femtosecond-written fiber Bragg grating*. Opt. Lett., 31(16):2390–2392, 2006.
- [6] BERNIER, M., R. VALLÉE, B. MORASSE, C. DESROSIERS, A. SALIMINIA und Y. SHENG: *Ytterbium fiber laser based on first-order fiber Bragg gratings written with 400nm femtosecond pulses and a phase-mask*. Opt. Express, 17(21):18887–18893, 2009.
- [7] BECKER, M., S. BRÜCKNER, M. LEICH, E. LINDNER, M. ROTHHARDT, S. UNGER, S. JETSCHKE und H. BARTELT: *Towards a monolithic fiber laser with deep UV femtosecond-induced fiber Bragg gratings*. Opt. Commun., 284(24):5770 – 5773, 2011.
- [8] JOVANOVIĆ, N., A. FUERBACH, G. D. MARSHALL, M. J. WITHFORD und S. D. JACKSON: *Stable high-power continuous-wave Yb³⁺-doped silica fiber laser utilizing a point-by-point inscribed fiber Bragg grating*. Opt. Lett., 32(11):1486–1488, 2007.
- [9] CANNING, J.: *Fibre gratings and devices for sensors and lasers*. Laser & Photon. Rev., 2(4):275–289, 2008.
- [10] KRÄMER, R. G., A. LIEM, C. VOIGTLÄNDER, J. U. THOMAS, D. RICHTER, T. SCHREIBER, A. TÜNNERMANN und S. NOLTE: *514 W monolithic fiber laser with a femtosecond inscribed fiber Bragg grating*. In: *Conf. Digest of CLEO Europe-EQEC*, 2013.
- [11] ASLUND, M., N. JOVANOVIĆ, J. CANNING, S. JACKSON, G. MARSHALL, A. FUERBACH und M. WITHFORD: *Rapid Decay of Type-II Femtosecond Laser Inscribed Gratings Within Q-switched Yb³⁺-Doped Fiber Lasers*. IEEE Photonic. Tech. L., 22(7):504–506, 2010.

- [12] ASLUND, M. L., N. JOVANOVIĆ, N. GROTHOFF, J. CANNING, G. D. MARSHALL, S. D. JACKSON, A. FUERBACH und M. J. WITHFORD: *Optical loss mechanisms in femtosecond laser-written point-by-point fibre Bragg gratings*. Opt. Express, 16(18):14248–14254, 2008.
- [13] LEICH, M., J. FIEBRANDT, A. SCHWUCHOW, S. UNGER, S. JETSCHKE und H. BARTELT: *Femtosecond pulse-induced fiber Bragg gratings for in-core temperature measurement in optically pumped Yb-doped silica fibers*. Opt. Commun., 285(21–22):4387 – 4390, 2012.
- [14] FIEBRANDT, J., E. LINDNER, S. BRÜCKNER, M. BECKER, A. SCHWUCHOW, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Growth characterization of fiber Bragg gratings inscribed in different rare-earth-doped fibers by UV and VIS femtosecond laser pulses*. Opt. Commun., 285(24):5157 – 5162, 2012.
- [15] LEICH, M., J. FIEBRANDT, S. JETSCHKE, M. ROTHHARDT und M. JÄGER: *In situ FBG inscription during fiber laser operation*. Opt. Lett., 38(5):676–678, 2013.
- [16] FIEBRANDT, J., S. JETSCHKE, M. LEICH, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *UV-induced photodarkening and photobleaching in UV-femtosecond-pulse-written fibre Bragg gratings*. Laser Phys. Lett., 10(8):085102, 2013.
- [17] BARTELT, H.: *Skript zur Vorlesung Faseroptik*. IPHT Jena, 2008.
- [18] BASS, M. (Herausgeber): *Handbook of Optics Volume II: Devices, Measurements and Properties*. OSA, 2. Auflage, 1995.
- [19] KASHYAP, R.: *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press Inc., Elsevier, 2. Auflage, 2010.
- [20] KIRCHHOF, J., S. UNGER, A. SCHWUCHOW, S. GRIMM und V. REICHEL: *Materials for power fiber lasers*. J. Non-Cryst. Solids, 352:2399–2403, 2006.
- [21] CORNING: *SMF-28e-Datenblatt*. Corning Inc., 2006.
- [22] ABDOU-AHMED, M. und A. VOSS: *Optical Fibres for High-Power Single-Mode Beam Delivery*. Optik & Photonik, 7(2):38–43, 2012.
- [23] DEVAUTOUR, M., P. ROY, S. FÉVRIER, C. PEDRIDO, F. SANDOZ und V. ROMANO: *Nonchemical-vapor-deposition process for fabrication of highly efficient Yb-doped large core fibers*. Appl. Opt., 48(31):G139–142, 2009.
- [24] LEICH, M., F. JUST, A. LANGNER, M. SUCH, G. SCHÖTZ, T. ESCHRICH und S. GRIMM: *Highly efficient Yb-doped silica fibers prepared by powder sinter technology*. Opt. Lett., 36(9):1557–1559, 2011.
- [25] LITZKENDORF, D., S. GRIMM, K. SCHUSTER, J. KOBELKE, A. SCHWUCHOW, A. LUDWIG, J. KIRCHHOF, M. LEICH, S. JETSCHKE, J. DELLITH, J.-L. AUGUSTE und G. HUMBERT: *Study of Lanthanum Aluminum Silicate Glasses for Passive and Active Optical Fibers*. Int. J. Appl. Glass Sci., 4(4):321–331, 2012.
- [26] SNITZER, E., H. PO, F. HAKIMI, R. TUMMINELLI und B. MCCOLLUM: *Double Clad, offset-core Nd fibre laser*. In: *Conf. on Optical Fiber Sensors*, Nr. PD5. OSA, 1988.

- [27] FILIPPOV, V., Y. CHAMOROVSKII, J. KERTTULA, K. GOLANT, M. PESSA und O. G. OKHOTNIKOV: *Double clad tapered fiber for high power applications*. Opt. Express, 16(3):1929–1944, 2008.
- [28] AGRAWAL, G. P.: *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press Inc., 3. Auflage, 2001.
- [29] SALEH, B. E. A. und M. C. TEICH: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons Inc. New York, 1991.
- [30] OUELLETTE, F.: *Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides*. Opt. Lett., 12(10):847–849, 1987.
- [31] FERMAN, M. E., K. SUGDEN und I. BENNION: *High-power soliton fiber laser based on pulse width control with chirped fiber Bragg gratings*. Opt. Lett., 20(2):172–174, 1995.
- [32] ERDOGAN, T.: *Fiber Grating Spectra*. J. Lightwave Technol., 15(8):1277–1294, 1997.
- [33] KRUG, P. A., R. STOLTE und R. ULRICH: *Measurement of index modulation along an optical fiber Bragg grating*. Opt. Lett., 20(17):1767–1769, 1995.
- [34] HAGEMANN, V. J.: *Untersuchungen zum dynamischen Einzelpuls- Einschreiben von Faser- Bragg- Gittern und deren Anwendung*. Doktorarbeit, Friedrich- Schiller- Universität Jena, Physikalisch- Astronomische Fakultät, 2001.
- [35] KY, N. H., H. LIMBERGER, R. SALATHÉ, F. COCHET und L. DONG: *UV-irradiation induced stress and index changes during the growth of type-I and type-IIA fiber gratings*. Opt. Commun., 225(4–6):313 – 318, 2003.
- [36] YAMADA, M. und K. SAKUDA: *Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach*. Appl. Opt., 26(16):3474–3478, 1987.
- [37] WELLER-BROPHY, L. A. und D. G. HALL: *Analysis of waveguide gratings: application of Rouard’s method*. J. Opt. Soc. Am. A, 2(6):863–871, 1985.
- [38] SKAAR, J.: *Fiber Bragg Grating Sensors*, Kapitel 3, S. 35–52. Bentham Science Publishers, 2011.
- [39] MURIEL, M. A. und A. CARBALLAR: *Internal field distributions in fiber Bragg gratings*. IEEE Photonic. Tech. L., 9(7):955–957, 1997.
- [40] MURIEL, M. A., A. CARBALLAR und J. AZANA: *Field Distributions Inside Fiber Gratings*. IEEE J. Quantum. Electron., 35(4):548–558, 1999.
- [41] HILL, K. O., Y. FUJII, D. C. JOHNSON und B. S. KAWASAKI: *Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication*. Appl. Phys. Lett., 32(10):647–649, 1978.
- [42] LAM, D. K. W. und B. K. GARSIDE: *Characterization of single-mode optical fiber filters*. Appl. Opt., 20(3):440–445, 1981.
- [43] MELTZ, G., W. W. MOREY und W. H. GLENN: *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method*. Opt. Lett., 14(15):823–825, 1989.
- [44] HAND, D. P. und P. S. J. RUSSELL: *Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers*. Opt. Lett., 15(2):102–104, 1990.
- [45] LUCARINI, V., J. SAARINEN, K.-E. PEIPONEN und E. VARTIAINEN: *Kramers-*

- Kronig Relations in Optical Materials Research*. Springer Berlin / Heidelberg, 2005.
- [46] SCEATS, M. G., G. R. ATKINS und S. B. POOLE: *Photolytic Index Changes in Optical Fibers*. Annu. Rev. Mater. Sci., 23:381–410, 1993.
- [47] NAGEL, S., J. MACCHESNEY und K. WALKER: *An Overview of the Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) Process and Performance*. IEEE T. Microw. Theory., 30(4):305–322, 1982.
- [48] HIBINO, Y. und H. HANAFUSA: *Defect structure and formation mechanism of drawing-induced absorption at 630 nm in silica optical fibers*. J. Appl. Phys., 60(5):1797–1801, 1986.
- [49] SKUJA, L.: *Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide*. J. Non-Cryst. Solids, 239(1-3):16–48, 1998.
- [50] SULIMOV, V. B., V. O. SOKOLOV, E. M. DIANOV und B. POUMELLE: *Photoinduced structural transformations in silica glass: the role of oxygen vacancies in the mechanism of formation of refractive-index gratings by UV irradiation of optical fibres*. Quantum Electron., 26(11):988, 1996.
- [51] CARLSON, C. G., K. E. KEISTER, P. D. DRAGIC, A. CROTEAU und J. G. EDEN: *Photoexcitation of Yb-doped aluminosilicate fibers at 250 nm: evidence for excitation transfer from oxygen deficiency centers to Yb^{3+}* . J. Opt. Soc. Am. B, 27(10):2087–2094, 2010.
- [52] IMAI, H., K. ARAI, J. ISOYA, H. HOSONO, Y. ABE und H. IMAGAWA: *Generation of E' centers and oxygen hole centers in synthetic silica glasses by γ irradiation*. Phys. Rev. B, 48:3116–3123, 1993.
- [53] RUSSELL, P. S., L. J. POYNTZ-WRIGHT und D. P. HAND: *Frequency doubling, absorption, and grating formation in glass fibers: effective defects or defective effects?* In: *Proc. of SPIE 1373*, S. 126–139, 1991.
- [54] WEBER, R., J. A. TANGEMAN, P. C. NORDINE, R. N. SCHEUNEMANN, K. J. HIERA und C. S. RAY: *Rare earth-aluminum oxide glasses for optical applications*. J. Non-Cryst. Solids, 345-346(10):359–365, 2004.
- [55] DONG, L., J. PINKSTONE, P. S. J. RUSSELL und D. N. PAYNE: *Ultraviolet absorption in modified chemical vapor deposition preforms*. J. Opt. Soc. Am. B, 11(10):2106–2111, 1994.
- [56] DOUAY, M., W. XIE, T. TAUNAY, P. BERNAGE, P. NIAY, P. CORDIER, B. POUMELLE, L. DONG, J. BAYON, H. POIGNANT und E. DELEVAQUE: *Densification involved in the UV-based photosensitivity of silica glasses and optical fibers*. J. Light-wave Technol., 15(8):1329–1342, 1997.
- [57] RYBALTOVSKY, A. A., S. S. ALESHKINA, M. E. LIKHACHEV, M. M. BUBNOV, A. A. UMNIKOV, M. V. YASHKOV, A. N. GUR'YANOV und E. M. DIANOV: *Luminescence and photoinduced absorption in ytterbium-doped optical fibres*. Quantum Electron., 41(12):1073, 2011.
- [58] NATURA, U. und D. EHRT: *Generation and healing behavior of radiation-induced*

- optical absorption in fluoride phosphate glasses: The dependence on UV radiation sources and temperature.* Nucl. Instrum. Methods, 174(1-2):143–150, 2001.
- [59] EBELING, P.: *X-ray induced effects in phosphate glasses.* Opt. Mat., 20(2):101–111, 2002.
- [60] MALO, B., J. ALBERT, F. BILODEAU, T. KITAGAWA, D. C. JOHNSON, K. O. HILL, K. HATTORI, Y. HIBINO und S. GUJRATHI: *Photosensitivity in phosphorus-doped silica glass and optical waveguides.* Appl. Phys. Lett., 65(4):394–396, 1994.
- [61] ENGHOLM, M. und L. NORIN: *Preventing photodarkening in ytterbium-doped high power fiber lasers: correlation to the UV-transparency of the core glass.* Opt. Express, 16(2):1260–1268, 2008.
- [62] ARAI, T., K. ICHII, S. TANIGAWA und M. FUJIMAKI: *Gamma-radiation-induced photodarkening in ytterbium-doped silica glasses.* In: *Proc. SPIE 7914*, Nr. 79140K-6, 2011.
- [63] DESCHAMPS, T., H. VEZIN, C. GONNET und N. OLLIER: *Evidence of AlOHC responsible for the radiation-induced darkening in Yb doped fiber.* Opt. Express, 21(7):8382–8392, 2013.
- [64] KOPONEN, J. J., M. J. SÖDERLUND, S. K. T. TAMMELA und H. PO: *Photodarkening in ytterbium-doped silica fibers.* In: *Proc. of SPIE 5990*, Nr. 599008, 2005.
- [65] ENGHOLM, M. und L. NORIN: *Reduction of Photodarkening in Yb/Al-doped fiber lasers.* In: *Proc. of SPIE 6873*, Nr. 6873-1E, 2008.
- [66] JETSCHKE, S., S. UNGER, A. SCHWUCHOW, M. LEICH und J. KIRCHHOF: *Efficient Yb laser fibers with low photodarkening by optimization of the core composition.* Opt. Express, 16(20):15540–15545, 2008.
- [67] ENGHOLM, M., P. JELGER, F. LAURELL und L. NORIN: *Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping.* Opt. Lett., 34(8):1285–1287, 2009.
- [68] STROUD, J. S.: *Color Centers in a Cerium-Containing Silicate Glass.* J. Chem. Phys., 37(4):836–841, 1962.
- [69] DONG, L., P. J. WELLS, D. P. HAND und D. N. PAYNE: *Photosensitivity in Ce^{3+} -doped optical fibers.* J. Opt. Soc. Am. B, 10(1):89–93, 1993.
- [70] DONG, L., J. L. ARCHAMBAULT, L. REEKIE, P. S. J. RUSSELL und D. N. PAYNE: *Bragg gratings in Ce^{3+} -doped fibers written by a single excimer pulse.* Opt. Lett., 18(11):861–863, 1993.
- [71] EBENDORFF-HEIDEPRIEM, H. und D. EHRT: *Formation and UV absorption of cerium, europium and terbium ions in different valencies in glasses.* Opt. Mat., 15(1):7–25, 2000.
- [72] TAUNAY, T., P. BERNAGE, M. DOUAY, W. X. XIÉ, G. MARTINELLI, P. NIAY, J. F. BAYON, E. DELEVAQUE und H. POIGNANT: *Ultraviolet-enhanced photosensitivity in cerium-doped aluminosilicate fibers and glasses through high-pressure hydrogen loading.* J. Opt. Soc. Am. B, 14(4):912–925, 1997.

- [73] SAITOH, A., S. MURATA, S. MATSUISHI, M. OTO, T. MIURA, M. HIRANO und H. HOSONO: *Phosphorus co-doping effect on photoluminescence in Ce³⁺-doped SiO₂ glasses: The formation of unique ligand field by P-co-doping*. J. Lumin., 122-123:355–358, 2007.
- [74] MURATA, T., M. SATO, H. YOSHIDA und K. MORINAGA: *Compositional dependence of ultraviolet fluorescence intensity of Ce³⁺ in silicate, borate, and phosphate glasses*. J. Non-Cryst. Solids, 351(4):312 – 316, 2005.
- [75] SCHWUCHOW, A.: *Absorptions- und Fluoreszenzmessung an verschieden dotierten, belichteten und unbelichteten Preformscheiben*. Persönliche Mitteilungen, 2010-2013.
- [76] LECONTE, B., W.-X. XIE, M. DOUAY, P. BERNAGE, P. NIAY, J. F. BAYON, E. DELEVAQUE und H. POIGNANT: *Analysis of color-center-related contribution to Bragg grating formation in Ge:SiO₂ fiber based on a local Kramers-Kronig transformation of excess loss spectra*. Appl. Opt., 36(24):5923–5930, 1997.
- [77] LIMBERGER, H. G., P. Y. FONJALLAZ, R. P. SALATHÉ und F. COCHET: *Compaction- and photoelastic-induced index changes in fiber Bragg gratings*. Appl. Phys. Lett., 68(22):3069–3071, 1996.
- [78] WONG, D., S. B. POOLE und M. G. SCEATS: *Stress-birefringence reduction in elliptical-core fibers under ultraviolet irradiation*. Opt. Lett., 17(24):1773–1775, 1992.
- [79] FONJALLAZ, P. Y., H. G. LIMBERGER, R. P. SALATHÉ, F. COCHET und B. LEUENBERGER: *Tension increase correlated to refractive-index change in fibers containing UV-written Bragg gratings*. Opt. Lett., 20(11):1346–1348, 1995.
- [80] BERNARDIN, J. P. und N. LAWANDY: *Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibers*. Opt. Commun., 79(3–4):194 – 199, 1990.
- [81] LARIONOV, Y. V., V. O. SOKOLOV und V. G. PLOTNICHENKO: *On the mechanism of photoinduced refractive index changes in phosphosilicate glass*. Quantum Electron., 40(3):264, 2010.
- [82] POUMELLE, B.: *Links between writing and erasure (or stability) of Bragg gratings in disordered media*. J. Non-Cryst. Solids, 239(1-3):108–115, 1998.
- [83] LANCY, M., N. GROTHOFF, B. POUMELLE und J. CANNING: *Photo-induced densification in Er³⁺-Al doped silica preform plates using 193-nm laser light*. Appl. Phys. B: Lasers Opt., 94:589–597, 2009.
- [84] DIANOV, E. M., V. G. PLOTNICHENKO, V. V. KOLTASHEV, Y. PYRKOV, N. H. KY, H. G. LIMBERGER und R. P. SALATHÉ: *UV-irradiation-induced structural transformation of germanosilicate glass fiber*. Opt. Lett., 22(23):1754–1756, 1997.
- [85] GUSAROV, A. I. und D. B. DOYLE: *Contribution of photoinduced densification to refractive-index modulation in Bragg gratings written in Ge-doped silica fibers*. Opt. Lett., 25(12):872–874, 2000.
- [86] LIMBERGER, H. G., C. BAN, R. P. SALATHÉ, S. A. SLATTERY und D. N.

- NIKOGOSYAN: *Absence of UV-induced stress in Bragg gratings recorded by high-intensity 264 nm laser pulses in a hydrogenated standard telecom fiber*. Opt. Express, 15(9):5610–5615, 2007.
- [87] WILLIAMS, D., B. AINSLIE, J. ARMITAGE, R. KASHYAP und R. CAMPBELL: *Enhanced UV photosensitivity in boron codoped germanosilicate fibres*. Electron. Lett., 29(1):45, 1993.
- [88] WATANABE, W., T. TAMAKI und K. ITOH: *Femtosecond Laser Micromachining and Biological Therapy*. Laser Phys., 18(3):263–269, 2008.
- [89] KROL, D.: *Femtosecond laser modification of glass*. J. Non-Cryst. Solids, 354(2-9):416–424, 2008.
- [90] SCHAFFER, C., J. GARCIA und E. MAZUR: *Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser*. Appl. Phys. A, 76:351–354, 2003.
- [91] NIKOGOSYAN, D. N.: *Multi-photon high-excitation-energy approach to fibre grating inscription*. Meas. Sci. Technol., 18:R1–R29, 2007.
- [92] MIYAMOTO, I., A. HORN und J. GOTTMANN: *Local Melting of Glass Material and Its Application to Direct Fusion Welding by Ps-laser Pulses*. J. Laser Micro/Nanoeng., 2(1):7–14, 2007.
- [93] MIYAMOTO, I., A. HORN, J. GOTTMANN., D. WORTMANN und F. YOSHINO: *Fusion Welding of Glass Using Femtosecond Laser Pulses with High-repetition Rates*. J. Laser Micro/Nanoeng., 2(1):57–63, 2007.
- [94] EATON, S., H. ZHANG, P. HERMAN, F. YOSHINO, L. SHAH, J. BOVATSEK und A. ARAI: *Heat accumulation effects in femtosecond laserwritten waveguides with variable repetition rate*. Opt. Express, 13(12):4708–4716, 2005.
- [95] EATON, S., H. ZHANG, M. L. NG, J. LI, W.-J. CHEN, S. HO und P. R. HERMAN: *Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides*. Opt. Express, 16(13):9443–9458, 2008.
- [96] SHIMOTSUMA, Y., P. G. KAZANSKY, J. QIU und K. HIRAO: *Self-Organized Nanogratings in Glass Irradiated by Ultrashort Light Pulses*. Phys. Rev. Lett., 91:247405, 2003.
- [97] LANCY, M., F. BRISSET und B. POUMELLE: *In the heart of nanogratings made up during femtosecond laser irradiation*. In: OSA Optics and Photonics Congress, 2010.
- [98] CHAN, J. W., T. HUSER, S. RISBUD und D. M. KROL: *Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses*. Opt. Lett., 26(21):1726–1728, 2001.
- [99] CHAN, J., T. HUSER, S. RISBUD und D. KROL: *Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses*. Appl. Phys. A, 76(3):367–372, 2003.
- [100] STRELTSOV, A. M. und N. F. BORRELLI: *Study of femtosecond-laser-written wave-*

- guides in glasses*. J. Opt. Soc. Am. B, 19(10):2496–2504, 2002.
- [101] DÜRR, F., H. G. LIMBERGER, R. P. SALATHÉ, F. HINDLE, M. DOUAY, E. FERT-EIN und C. PRZYGODZKI: *Tomographic measurement of femtosecond-laser induced stress changes in optical fibers*. Appl. Phys. Lett., 84(24):4983–4985, 2004.
- [102] DAVIS, K. M., K. MIURA, N. SUGIMOTO und K. HIRAO: *Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*. Opt. Lett., 21(21):1729–1731, 1996.
- [103] LITTLE, D. J., M. AMS, P. DEKKER, G. D. MARSHALL und M. J. WITHFORD: *Mechanism of femtosecond-laser induced refractive index change in phosphate glass under a low repetition-rate regime*. J. Appl. Phys., 108(033110):1–5, 2010.
- [104] BERNIER, M., S. GAGNON und R. VALLÉE: *Role of the 1D optical filamentation process in the writing of first order fiber Bragg gratings with femtosecond pulses at 800nm*. Opt. Mater. Express, 1(5):832–844, 2011.
- [105] ROYON, A., C. RIVERO-BALEINE, A. ZOUBIR, L. CANIONI, M. COUZI, T. CARDINAL, E. FARGIN, M. RICHARDSON und K. RICHARDSON: *Evolution of the linear and nonlinear optical properties of femtosecond laser exposed fused silica*. J. Opt. Soc. Am. B, 26(11):2077–2083, 2009.
- [106] LINDNER, E., M. BECKER, M. ROTHARDT und H. BARTELT: *Generation and characterization of first order fiber Bragg gratings with Bragg wavelengths in the visible spectral range*. Opt. Commun., 281(18):4612 – 4615, 2008.
- [107] KASHYAP, R.: *Assessment of tuning the wavelength of chirped and unchirped fibre Bragg grating with single phase-masks*. Electron. Lett., 34(21):2025–2027, 1998.
- [108] YEN, A., E. H. ANDERSON, R. A. GHANBARI, M. L. SCHATTENBURG und H. I. SMITH: *Achromatic holographic configuration for 100-nm-period lithography*. Appl. Opt., 31(22):4540–4545, 1992.
- [109] HILL, K. O., B. MALO, F. BILODEAU, D. C. JOHNSON und J. ALBERT: *Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask*. Appl. Phys. Lett., 62(10):1035–1037, 1993.
- [110] KASHYAP, R., P. MCKEE, R. CAMPBELL und D. WILLIAMS: *Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings*. Electron. Lett., 30(12):996–998, 1994.
- [111] KASHYAP, R., P. MCKEE und D. ARMES: *UV written reflection grating structures in photosensitive optical fibres using phase-shifted phase masks*. Electron. Lett., 30(23):1977–1978, 1994.
- [112] BYRON, K., K. SUGDEN, T. BRICHENO und I. BENNION: *Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre*. Electronics Letters, 29(18):1659–1660, 1993.
- [113] MALO, B., K. HILL, F. BILODEAU, D. JOHNSON und J. ALBERT: *Point-by-point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques*. Electron. Lett., 29(18):1668 – 1669, 1993.
- [114] MARSHALL, G. D., R. J. WILLIAMS, N. JOVANOVIĆ, M. J. STEEL und M. J. WITHFORD: *Point-by-point written fiber-Bragg gratings and their application in*

- complex grating designs*. Opt. Express, 18(19):19844–19859, 2010.
- [115] SUZUKI, S., A. SCHULZGEN, S. SABET, J. V. MOLONEY und N. PEYGHAMBARIAN: *Photosensitivity of Ge-doped phosphate glass to 244 nm irradiation*. Appl. Phys. Lett., 89(17):171913, 2006.
- [116] PUTNAM, M., C. ASKINS, G. WILLIAMS, E. FRIEBELE, M. BASKANSKY und J. REINTJES: *Single pulse fabrication of fibre Bragg gratings using a phase-conjugated KrF excimer laser*. Electron. Lett., 31(11):885–886, 1995.
- [117] DONG, L., J.-L. ARCHAMBAULT, L. REEKIE, P. RUSSELL und D. PAYNE: *Single pulse Bragg gratings written during fibre drawing*. Electron. Lett., 29(17):1577–1578, 1993.
- [118] CHOJETZKI, C., M. ROTHHARDT, J. OMMER, S. UNGER, K. SCHUSTER und H.-R. MUELLER: *High-reflectivity draw-tower fiber Bragg gratings arrays and single gratings of type II*. Opt. Eng., 44(6):060503, 2005.
- [119] GROBNIC, D., C. SMELSER, S. MIHAILOV, R. WALKER und P. LU: *Fiber Bragg gratings with suppressed cladding modes made in SMF-28 with a femtosecond IR laser and a phase mask*. IEEE Photonic. Tech. L., 16(8):1864–1866, 2004.
- [120] SMELSER, C. W., S. J. MIHAILOV, D. GROBNIC, P. LU, R. B. WALKER, H. DING und X. DAI: *Multiple-beam interference patterns in optical fiber generated with ultrafast pulses and a phase mask*. Opt. Lett., 29(13):1458–1460, 2004.
- [121] KELLEHER, P. und D. N. NIKOGOSYAN: *Inscription of narrow-band fibre Bragg gratings with 264 nm femtosecond pulses*. Optical Fiber Technology, 16(4):212–216, 2010.
- [122] PISSADAKIS, S., M. LIVITZIS und G.D.TSIBIDIS: *Investigation on the Bragg grating recording in all-silica, standard and microstructured optical fibers using 248nm, 5ps laser radiation*. J. Eur. Opt. Soc., Rapid Publications 4:09049, 2009.
- [123] SLATTERY, S. A., D. N. NIKOGOSYAN und G. BRAMBILLA: *Fiber Bragg grating inscription by high-intensity femtosecond UV laser light: comparison with other existing methods of fabrication*. J. Opt. Soc. Am. B, 22(2):354–361, 2005.
- [124] BECKER, M., J. BERGMANN, S. BRÜCKNER, M. FRANKE, E. LINDNER, M. W. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Fibre Bragg Grating Inscription Combining DUV Femtosecond Laser Pulses and Two-Beam Interferometry*. Opt. Express, 16(23):19169–19178, 2008.
- [125] ELSMANN, T., T. HABISREUTHER, A. GRAF, M. ROTHHARDT und H. BARTELT: *Inscription of first-order sapphire Bragg gratings using 400 nm femtosecond laser radiation*. Opt. Express, 21(4):4591–4597, 2013.
- [126] KONDO, Y., K. NOUCHI, T. MITSUYU, M. WATANABE, P. G. KAZANSKY und K. HIRAO: *Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses*. Opt. Lett., 24(10):646–648, 1999.
- [127] ZAGORUL'KO, K. A., P. G. KRYUKOV, Y. V. LARIONOV, A. A. RYBALTOVSKY, E. M. DIANOV, N. S. VOROB'EV, A. V. SMIRNOV, M. Y. SCHELEV und A. M.

- PROKHOROV: *Fabrication of a long-period grating in a fibre by second-harmonic radiation from a femtosecond Ti:sapphire laser*. Quantum Electron., 31(11):999, 2001.
- [128] MARTINEZ, A., M. DUBOV, I. KHRUSHCHEV und I. BENNION: *Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser*. Electron. Lett., 40(19):1170 – 1172, 2004.
- [129] CORDIER, P., S. DUPONT, M. DOUAY, G. MARTINELLI, P. BERNAGE, P. NIAY, J. F. BAYON und L. DONG: *Evidence by transmission electron microscopy of densification associated to Bragg grating photoimprinting in germanosilicate optical fibers*. Appl. Phys. Lett., 70(10):1204–1206, 1997.
- [130] VIOLAKIS, G., H. G. LIMBERGER, V. M. MASHINSKY und E. M. DIANOV: *Fabrication and thermal decay of fiber Bragg gratings in pristine and H₂-loaded Bi-Al co-doped optical fibers*. Opt. Express, 19(26):B350–B356, 2011.
- [131] LINDNER, E.: *Erzeugung und Eigenschaften hoch-temperaturstabiler Faser-Bragg-Gitter*. Doktorarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Physikalisch- Astronomische Fakultät, 2012.
- [132] PATRICK, H., S. L. GILBERT, A. LIDGARD und M. D. GALLAGHER: *Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber*. J. Appl. Phys., 78(5):2940–2945, 1995.
- [133] MALO, B., J. ALBERT, D. JOHNSON, F. BILODEAU und K. HILL: *Elimination of photoinduced absorption in Ge-doped silica fibres by annealing of ultraviolet colour centres*. Electron. Lett., 28(17):1598–1599, 1992.
- [134] ASKINS, C. und M. PUTNAM: *Photodarkening and photobleaching in fiber optic Bragg gratings*. J. Lightwave Technol., 15(8):1363 –1370, 1997.
- [135] CANNING, J., A. CARTER und M. SCEATS: *Correlation between photodarkening and index change during 193 nm irradiation of germanosilicate and phosphosilicate fibers*. J. Lightwave Technol., 15(8):1348 –1356, 1997.
- [136] GROOTHOFF, N., J. CANNING, M. ÅSLUND und S. JACKSON: *193nm Photodarkening of Ytterbium Doped Optical Fibre*. In: *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides*, Nr. BTuC2. OSA, 2007.
- [137] ARCHAMBAULT, J., L. REEKIE und P. RUSSELL: *High reflectivity and narrow bandwidth fibre gratings written by a single excimer pulse*. Electron. Lett., 29(1):28–29, 1993.
- [138] ARCHAMBAULT, J.-L., L. REEKIE und P. RUSSELL: *100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses*. Electron. Lett., 29(5):453–455, 1993.
- [139] MIZRAHI, V. und J. SIPE: *Optical properties of photosensitive fiber phase gratings*. J. Lightwave Technol., 11(10):1513 –1517, 1993.
- [140] XIE, W., P. NIAY, P. BERNAGE, M. DOUAY, J. BAYON, T. GEORGES, M. MONERIE und B. POUMELLE: *Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate*

- fibres*. Opt. Commun., 104(1–3):185–195, 1993.
- [141] CANNING, J. und M. ÅSLUND: *Correlation of ultraviolet-induced stress changes and negative index growth in type IIa germanosilicate waveguide gratings*. Opt. Lett., 24(7):463–465, 1999.
- [142] KHERBOUCHE, F. und B. POUMELLE: *UV-induced stress field during Bragg grating inscription in optical fibres*. J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 3(6):429, 2001.
- [143] GROOTHOFF, N. und J. CANNING: *Enhanced type IIA gratings for high-temperature operation*. Opt. Lett., 29(20):2360–2362, 2004.
- [144] BANDYOPADHYAY, S., J. CANNING, M. STEVENSON und K. COOK: *Ultrahigh-temperature regenerated gratings in boron-codoped germanosilicate optical fiber using 193 nm*. Opt. Lett., 33(16):1917–1919, 2008.
- [145] LINDNER, E., C. CHOJETZKI, S. BRÜCKNER, M. BECKER, M. ROTHARDT und H. BARTELT: *Thermal regeneration of fiber Bragg gratings in photosensitive fibers*. Opt. Express, 17(15):12523–12531, 2009.
- [146] DEKKER, P., M. AMS, G. D. MARSHALL, D. J. LITTLE und M. J. WITHFORD: *Annealing dynamics of waveguide Bragg gratings: evidence of femtosecond laser induced colour centres*. Opt. Express, 18(4):3274–3283, 2010.
- [147] SMELSER, C., S. MIHAILOV und D. GROBNIC: *Formation of Type I-IR and Type II-IR gratings with an ultrafast IR laser and a phase mask*. Opt. Express, 13(14):5377–5386, 2005.
- [148] LIVITZIS, M. und S. PISSADAKIS: *Bragg grating recording in low-defect optical fibers using ultraviolet femtosecond radiation and a double-phase mask interferometer*. Opt. Lett., 33(13):1449–1451, 2008.
- [149] MIHAILOV, S. J., D. GROBNIC, C. W. SMELSER, P. LU, R. B. WALKER und H. DING: *Induced Bragg Gratings in Optical Fibers and Waveguides Using an Ultrafast Infrared Laser and a Phase Mask*. Laser Chem., 416251:20, 2008.
- [150] FIEBRANDT, J., E. LINDER, M. BECKER, S. BRÜCKNER, M. ROTHARDT und H. BARTELT: *Growth and stability of UV and VIS femtosecond written fiber Bragg gratings in different rare earth doped fibers*. In: *Proc. of SPIE 8007*, Nr. 80070C, 2011.
- [151] VIOLAKIS, G., S. GEORGIU, M. KONSTANTAKI und S. PISSADAKIS: *A Comparative Study on the Type IIA Photosensitivity of a B-Ge Optical Fiber Using Ultraviolet, Femtosecond Radiation*. In: *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides*, Nr. JWA59. OSA, 2007.
- [152] JOVANOVIĆ, N., J. THOMAS, R. J. WILLIAMS, M. J. STEEL, G. D. MARSHALL, A. FUERBACH, S. NOLTE, A. TÜNNERMANN und M. J. WITHFORD: *Polarization-dependent effects in point-by-point fiber Bragg gratings enable simple, linearly polarized fiber lasers*. Opt. Express, 17(8):6082–6095, 2009.
- [153] MIHAILOV, S. J., C. W. SMELSER, D. GROBNIC, R. B. WALKER, P. LU, H. DING und J. UNRUH: *Bragg Gratings Written in All-SiO₂ and Ge-Doped Core Fibers With*

- 800-nm Femtosecond Radiation and a Phase Mask*. J. Lightwave Technol., 22(1):94, 2004.
- [154] ASLUND, M. L., N. JOVANOVIC, N. GROOTHOFF, J. CANNING, G. D. MARSHALL, S. D. JACKSON, A. FUERBACH und M. J. WITHFORD: *Photodarkening study of gratings written into rare-earth doped optical fibres using a femtosecond laser*. In: *Proc. of SPIE Vol 6800*, Nr. 68000V, 2008.
- [155] FIEBRANDT, J.: *Femtosekunden-Faser-Bragg-Gitter in seltenerd-dotierten Fasern*. Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Physikalisch- Astronomische Fakultät, 2011.
- [156] WANG, Y., J. GRANT, A. SHARMA und G. MYERS: *Modified Talbot interferometer for fabrication of fiber-optic grating filter over a wide range of Bragg wavelength and bandwidth using a single phase mask*. J. Lightwave Technol., 19(10):1569–1573, 2001.
- [157] DELLITH, J.: *REM-Aufnahmen von Fasern mit FBG*. Persönliche Mitteilung Feb. 2012.
- [158] JEWELL, J. M.: *Thermooptic Coefficients of Some Standard Reference Material Glasses*. Journal of the American Ceramic Society, 74(7):1689–1691, 1991.
- [159] SCHWUCHOW, A.: *Messung der Lebensdauer*. Persönliche Mitteilung, Okt. 2012.
- [160] JETSCHKE, S., S. UNGER, U. RÖPKE und J. KIRCHHOF: *Photodarkening in Yb doped fibers: experimental evidence of equilibrium states depending on the pump power*. Opt. Express, 15(22):14838–14843, 2007.
- [161] JETSCHKE, S., A. SCHWUCHOW, S. UNGER, M. LEICH, M. JÄGER und J. KIRCHHOF: *Deactivation of Yb³⁺ ions due to photodarkening*. Opt. Mat. Express, 3:452–458, 2013.
- [162] ELISA, M., I. C. VASILIU, C. E. GRIGORESCU, B. GRIGORAS, H. NICIU, D. NICIU, A. MEGHEA, N. IFTIMIE, M. GIURGINCA, H. TRODAHL und M. DALLEY: *Optical and structural investigation on rare-earth-doped aluminophosphate glasses*. Opt. Mat., 28(6–7):621–625, 2006.
- [163] POUMELLE, B., P. GUENOT, I. RIAANT, P. SANSONETTI, P. NIAY, P. BERNAGE und J. BAYON: *UV induced densification during Bragg grating inscription in Ge:SiO₂ preforms*. Opt. Mater., 4(4):441 – 449, 1995.
- [164] TAYLOR, R., C. HNATOVSKY, E. SIMOVA, D. RAYNER, M. MEHANDALE, V. BHARDWAJ und P. CORKUM: *Ultra-high resolution index of refraction profiles of femtosecond laser modified silica structures*. Opt. Express, 11(7):775–781, 2003.
- [165] JUST, F., H.-R. MÜLLER, S. UNGER, J. KIRCHHOF, V. REICHEL und H. BARTELT: *Ytterbium-Doping Related Stresses in Preforms for High-Power Fiber Lasers*. J. Lightwave Technol., 27(12):2111–2116, 2009.
- [166] JUST, F.: *Spannungsmessung an SMF-28 mit und ohne FBG*. Persönliche Mitteilung, Dez. 2012.
- [167] ERDOGAN, T., V. MIZRAHI, P. J. LEMAIRE und D. MONROE: *Decay of ultraviolet-*

- induced fiber Bragg gratings*. J. Appl. Phys., 76(1):73–80, 1994.
- [168] RATHJE, J., M. KRISTENSEN und J. E. PEDERSEN: *Continuous anneal method for characterizing the thermal stability of ultraviolet Bragg gratings*. J. Appl. Phys., 88(2):1050–1055, 2000.
- [169] SRINIVASAN, B., V. J. V. PRASAD, R. JOSEPH, S. ASOKAN und N. K. VISWANATHAN: *Experimental investigation of link between growth and decay of fiber Bragg gratings*. Appl. Opt., 50(21):4042–4047, 2011.
- [170] GEBAVI, H., S. TACCHIO, D. TREGOAT, A. MONTEVILLE und T. ROBIN: *Photobleaching of photodarkening in ytterbium doped aluminosilicate fibers with 633 nm irradiation*. Opt. Mater. Express, 2(9):1286–1291, 2012.
- [171] KUDRIASOV, V., D. MAJUS, V. SIRUTKAITIS, S. A. SLATTERY und D. N. NIKOGOSYAN: *Comparative study of UV absorption changes induced in germanosilicate glass by high-intensity femtosecond pulses at 267, 400 and 800nm*. Opt. Commun., 271(2):408 – 412, 2007.
- [172] LIMPET, J., T. SCHREIBER, S. NOLTE, H. ZELLMER, T. TUNNERMANN, R. ILIEW, F. LEDERER, J. BROENG, G. VIENNE, A. PETERSSON und C. JAKOBSEN: *High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser*. Opt. Express, 11(7):818–823, 2003.
- [173] WONG, W., X. PENG, J. McLAUGHLIN und L. DONG: *Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers*. Opt. Lett., 30(21):2855–2857, 2005.
- [174] KASHIWAGI, M., K. SAITOH, K. TAKENAGA, S. TANIGAWA, S. MATSUO und M. FUJIMAKI: *Effectively single-mode all-solid photonic bandgap fiber with large effective area and low bending loss for compact high-power all-fiber lasers*. Opt. Express, 20(14):15061–15070, 2012.
- [175] KRÄMER, R. G., C. VOIGTLÄNDER, E. FREIER, A. LIEM, J. U. THOMAS, D. RICHTER, T. SCHREIBER, A. TUNNERMANN und S. NOLTE: *Femtosecond pulse inscription of a selective mode filter in large mode area fibers*. In: *Proc. SPIE 8601*, Nr. 86010S, 2013.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze zur Lichtführung in einer Stufenindexfaser.	4
2.2	Brechzahlprofil einer Yb-Al-dotierten Faserpreform.	5
2.3	Brechzahlverläufe verschiedener Faser-Bragg-Gitter.	9
2.4	Skizze zur Messmethode der externen Bragg-Reflexion.	10
2.5	Skizze zur Veranschaulichung der Transfermatrixmethode zur Simulation von FBG-Spektren.	15
2.6	Brechzahlprofile und simulierte Spektren für homogene und gaußförmig- apodisierte FBG.	17
3.1	Absorptionsverläufe verschieden dotierter Preformkerne.	22
3.2	Übersicht über Methoden zur Herstellung von Faser-Bragg-Gittern.	26
4.1	Vergleich des FBG-Wachstums in Yb- und Yb-Ce-dotierten Fasern bei der Herstellung mit UV-fs- und UV-ns-Pulsen.	32
4.2	Strahlprofile und Spektren der fs-Laserpulse.	34
4.3	Experimenteller Aufbau zur FBG-Herstellung mit Spezifikationen der La- serstrahlung.	35
4.4	Lichtmikroskopische und REM-Aufnahmen des ablatierten Fasermantels bei der FBG-Herstellung mit 400 nm-fs-Pulsen.	37
4.5	Vergleich der FBG-Wachstumscharakteristik und dessen spektraler Breite bei Nutzung des ursprünglichen und aufgeweiteten Strahls.	38
5.1	Vergleich des Spotprofils mit dem Brechzahlprofil der hergestellten Faser- Bragg-Gitter.	43
5.2	Simulierte FBG-Spektren und -Brechzahlverläufe zu verschiedenen Belich- tungszeiten.	45
5.3	Wärmebildaufnahme einer Faser unter UV-Belichtung.	46
5.4	Temperaturänderung nach Beenden der UV-Belichtung.	47
5.5	Simulierte Feldverteilungen eines real hergestellten FBG.	48
5.6	Simulierte Feldverteilungen eines FBG mit idealem gaußförmigem Brech- zahlprofil.	49
5.7	Messaufbau zu Verifizierung der Feldsimulation.	50
5.8	Simulierte und experimentell bestimmte Intensitätsverläufe im FBG bei fester Position und Variation der Anregungswellenlänge.	51

5.9	UV-angeregte Fluoreszenz in (Yb-)Al-dotierten Preformen vor und nach der UV-fs-Bestrahlung.	53
5.10	Absorptionsmessung an (Yb-)Al-dotierten Preformkernen vor und nach der UV-fs-Bestrahlung.	54
5.11	Gleichgewichtszustände der Dämpfung für homogene UV-Belichtung. . . .	55
5.12	Dämpfungsrückgang durch Bestrahlung mit der SC-Messlichtquelle und UV-fs-PB bei homogener Belichtung.	55
5.13	Gleichgewichtsdämpfung in Abhängigkeit der UV-Durchschnittsleistung. .	57
5.14	Vergleich der Absorptionsänderung durch UV-Strahlung verschiedener Puls- länge.	58
5.15	Vergleich der Absorptionsverläufe bei Schädigung durch NIR-Kernpumpen und UV-FBG-Einschreiben.	59
5.16	Bragg-Wellenlängenverschiebung und die daraus resultierende AC-Brech- zahländerung in Abhängigkeit von der Belichtungszeit.	60
5.17	Raman-Spektren verschiedener ungeschädigter Preformproben.	61
5.18	Vergleich der Raman-Spektren von geschädigter und ungeschädigter Pre- formprobe 497s.	62
5.19	Rasterkraftmikroskopaufnahmen der geätzten Preformscheibe 577s mit FBG- Strukturen im Preformkern.	63
5.20	Spannungsmessung an einer Faser mit und ohne FBG.	64
5.21	Isothermes Tempern von FBG in Faser 744s bei verschiedenen Temperaturen.	66
5.22	Isochrones Ausheizen verschiedener FBG mit 5 K/min und 20 K/min. . . .	67
5.23	Bestimmung der Temperatursensitivität eines FBG in Faser 744s.	69
5.24	Energetische Defektverteilung in UV-fs-Typ-I-FBG.	69
5.25	Messaufbau zum NIR-Pumpen von FBG.	71
5.26	Wellenlängen- und PD-Entwicklung während des 976 nm-Pumpens eines FBG.	72
5.27	Anfänglicher Temperatursprung beim Kernpumpen in Abhängigkeit des Yb-Gehalts und der Inversion.	73
5.28	976 nm-Pumpen von FBG in verschiedenen NIR-PD-reduzierter Fasern und der Vergleichsfaser 744s.	74
5.29	Auswirkung einer P- und Al-Kodotierung auf den Absorptionsquerschnitt von Yb^{3+}	74
5.30	Dämpfungsrückgang bei UV-fs-Interferenznachbelichtung eines FBG. . . .	75
5.31	Verlauf der Reflexionswellenlänge und -stärke während der UV-fs-Nachbelichtung der FBG.	76
5.32	Reflektivitäts- und Wellenlängenverlauf bei homogener Nachbelichtung ei- nes FBG mit geringer UV-Durchschnittsleistung.	77
5.33	Verläufe der Brechzahlminima und -maxima im FBG während der Nach- belichtung.	78

6.1	Aufbau des realisierten FBG-stabilisierten, monolithischen Faserlasers. . . .	82
6.2	Änderungen in der Faserlasercharakteristik während der FBG-Herstellung mit zwei verschiedenen UV-Leistungen.	83
6.3	Entwicklung der Laserwellenlänge und spektrale Charakteristik des FBG- stabilisierten Faserlasers in Abhängigkeit der Pump- bzw. Laserleistung. . .	85
6.4	Spektren und Faserlasercharakteristik vor und nach der thermischen Nach- behandlung des FBG.	88
6.5	Spektren und Faserlasercharakteristik vor und nach der UV-fs-PB-Nach- behandlung des FBG.	89

Tabellenverzeichnis

4.1	Phasenmaskenparameter.	36
4.2	Faserparameter.	40
5.1	Simulationsparameter FBG-Spektren.	44
5.2	Literaturangaben zur thermischen Beständigkeit von FBG.	68

Abkürzungen, Symbole und Formelzeichen

Abkürzungen

AFM	Rasterkraftmikroskop
ASE	Verstärkte spontane Emission, engl.: amplified spontaneous emission
AC-Brechzahlanteil	Brechzahlmodulationsanteil im FBG
BO	Beugungsordnung
CPA	Verstärkung gechirpter Pulse, engl.: chirped pulse amplification
cw	engl. continous wave, Dauerstrichlaserbetrieb
DC-Brechzahlanteil	effektive Brechzahländerung im FBG
DGL	Differentialgleichung
E'	Elektronenzentrum
FBG	Faser-Bragg-Gitter, Reflexionsgitter
fs	Femtosekunden(-Pulse)
GG	Gleichgewichtszustände bzgl. Defektdichte bzw. Dämpfungswert
HR	hochreflektierend
IF	Interferenz
LB	Leitungsband
LPG	engl.: long period grating, Transmissionsgitter
MCVD	modifizierte chemische Gasphasenabscheidung
MWG	Maxwell-Gleichungen
NIR	Spektralbereich des nahen Infrarot
NBOHC	nichtbrückenbildendes Sauerstofflochzentrum
OHC	engl.: oxygen hole center, Sauerstofflochzentrum
ODC	engl.: oxygen deficiency center, Sauerstoffdefizitstelle
OSA	optischer Spektrenanalysator
PA	Photonenabsorption
PB	engl. Photobleaching, Ausbleichen unter Photoanregung
PCF	photonische Kristallfaser
PD	engl. Photodarkening, Dunkeln unter Photoanregung
PM	Phasenmaske
PM-IFM	Phasenmasken-Interferometer
PzP	Punkt-zu-Punkt
QD	Quantendefekt

SC	Superkontinuumslichtquelle
SHG	engl.: second harmonic generation, zweite harmonische Schwingung
TE, TM	transversal-elektisch bzw. -magnetisch polarisierte Moden
THG	engl.: thrid harmonic generation, dritte harmonische Schwingung
UV	ultravioletter Spektralbereich
VB	Valenzband
VIS	visueller Spektralbereich

Mathematische Operatoren und Funktionen

$\frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial^2}{\partial t^2}$	erste und zweite partielle (hier: zeitliche) Ableitung
∇	Nabla-Operator
∇^2	Laplace-Operator
$\delta_{\mu\nu}$	Kronecker-Delta

Griechische Variablen

α	Substitution von $ \kappa_{AC} ^2 - \sigma^2$
α^*	Faserdämpfung
β	Propagationskonstante
$\Delta\beta$	Phasenverstimung (Phasenanpassung für $\Delta\beta = 0$)
ϵ_0	elektrische Feldkonstante, Vakuumpermittivität
ϵ_r	relative Permittivität, Dielektrizitätszahl
$\Delta\epsilon$	Störterm der Dielektrizitätszahl
η	Modenüberlappfaktor, ≈ 1
θ	Winkel
θ_a	Akzeptanzwinkel
θ_G	Grenzwinkel der Totalreflexion
θ_{FBG}	Einfallswinkel der Laserstrahlung senkrecht zur Faserachse
θ_L	Beugungswinkel der Phasenmaske
$\kappa_{AC,DC}$	Kopplungskoeffizienten des FBG
λ	Wellenlänge
λ_c	Cut-off-Wellenlänge
λ_{FBG}	(Ziel-)Bragg-Wellenlänge
$\Delta\lambda_{\text{FBG}}$	Bragg-Wellenlängenverschiebung
λ_L	Laserwellenlänge
λ_{max}	Reflexionswellenlänge, verschoben gegenüber der Bragg-Zielwellenlänge
λ_0	Wellenlänge der ersten Nullstelle im FBG-Spektrum

$2\Delta\lambda_0$	Wellenlängenabstand der ersten beiden Nullstellen im FBG-Spektrum
$\Delta\lambda_{\text{FBG}}$	Bragg-Wellenlängenverschiebung
Λ	Gitterperiode des FBG
Λ_{PM}	Phasenmaskenperiode
μ_0	Vakuumpermeabilität
μ, ν	Zähllindizes
π	Kreiszahl
ρ	amplitudenbezogener, komplexer Reflexionskoeffizient, auch $r(\lambda)$
$ \rho ^2$	intensitätsbezogener Reflexionskoeffizient, Reflektivität, auch R
ρ_{el}	elektrische Quellendichte
σ	Selbstkopplungskoeffizient
ϕ	Einheits-Azimutalwinkel in Zylinderkoordinaten
$\Phi(z)$	Phasenänderung im FBG (Chirp, Phasensprung)
$\chi(\omega)$	elektrische Suszeptibilität
ω	Kreisfrequenz

Lateinische Variablen

a	Radius Faserkern
A	Fläche
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit
d	Durchmesser Faserkern
D	Reflexionsstärke
D^*	Transmissionsverlust
f	Brennweite
F	Faserquerschnittsfläche
i	imaginäre Einheit
k_0	Ausbreitungskonstante im Vakuum, Wellenzahl
l, m	Zähllindizes
L	FBG-Länge
L_{PM}	Abstand Spiegelmitte-PM im PM-IFM
n	Brechzahl
n_0	Brechzahl Umgebungsmaterial
n_1	Brechzahl Faserkern
n_2	Brechzahl Fasermantel
n_{eff}	effektive Brechzahl
δn	Störung der effektiven Kernbrechzahl (FBG)
$\Delta n_{\text{AC;DC, (max)}}$	(maximale) effektive Brechzahländerung bzw. -modulation im FBG
N	Beugungsordnung

NA	Numerische Apertur
$p_{\text{AC,DC}}$	Fitparameter der Brechzahlprofile
P_{UV}	Durchschnittsleistung UV-fs-Pulse
r	Orts-, Radiuskoordinate
$r(\lambda)$	komplexer Reflexionskoeffizient
R	Reflektivität
R_{ref}	Fresnelendreflex
t	Zeitvariable
$t(\lambda)$	komplexer Transmissionskoeffizient
T	Temperatur
ΔT	Temperaturänderung
V	Struktur- oder V-Parameter
V_c	V-Parameter am Cut-off der nächsthöheren Mode
z	Ortskoordinate entlang der Faserachse
Δz	FBG-Teilabschnittlänge

Sonderzeichen

\mathbb{Z}	Menge der ganzen Zahlen
--------------	-------------------------

Feldanteile und Feldfunktionen

A_μ, B_ν	einwickelnde Amplituden zweier transversal geführter Fasermode
$E(z)$	komplexe Gesamtfeldamplitude
LP_{lm}	transversal linear polarisierte Mode
$R(z), S(z)$	vorwärts propagierende Referenz- bzw. rückwärtsgerichtete Signalwelle
$U(r)$	skalärer radialer Feldanteil

Vektorfelder und Transformmatrizen

\vec{B}	magnetische Induktion
\vec{D}	dielektrische Verschiebung
$\vec{e}_{\mu t}$	transversaler, radialer Einheitsvektor der μ -ten Mode
$\vec{E}(t), \vec{E}(\omega)$	elektrische Feldstärke im Ort- und Fourierraum
\vec{E}_t	transversal geführte Kernmode
$\vec{H}(t), \vec{H}(\omega)$	magnetische Feldstärke im Ort- und Fourierraum
\vec{j}	elektrische Stromdichte

$\vec{P}(t), \vec{\tilde{P}}(\omega)$	Polarisationsfeldes im Orts- und Fourierraum
\vec{P}_G	Polarisationsstörterm durch FBG
T	Gesamttransfermatrix des FBG
T^m	Transfermatrix des m-ten FBG-Teilstücks
T^M	Transfermatrix bis einschließlich des m-ten FBG-Teilstücks

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst habe und keine anderen, als die angegebene Literatur und Hilfsmittel verwendet habe. Zitierte Textstellen und Abbildungen sowie übernommene Daten und Konzepte habe ich als solche kenntlich gemacht und ausgewiesen. Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

- Anka Schwuchow: Absorptions- und Fluoreszenzmessungen an Preformscheiben und ausgewählten Fasern
- Jan Dellith, Stephan Grimm und Christa Schmidt: Probenpräparation und AFM-Messung an Preformscheibe 577s, REM-Aufnahmen
- Florian Just: Spannungsmessung an Faser mit und ohne FBG

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form weder im Aus- noch Inland bei einer anderen Prüfungsbehörde eingereicht. Es sind aber bereits Teile der Arbeit in folgenden Quellen veröffentlicht oder zur Veröffentlichung eingereicht [13–16].

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 09. 09. 2013

Lebenslauf

Zur Person

Name	Fiebrandt, Julia
Geburtsdatum	23.3.1987
Geburtsort	Zittau

Schul Ausbildung

1997-1998	Mittelschule Obercunnersdorf
1998-2005	Maria-Sibylla-Merian-Gymnasium Herrnhut Abschluss: Abitur (1,3)

Studium

09/ 2005-03/ 2011	Physikstudium an der Friedrich-Schiller-Universität Jena Abschluss: Dipl.-Phys. (1,2)
08/ 2008	Sprachkurs im Rahmen eines DAAD-Stipendiums an der Staatlichen Universität St. Petersburg, Russland
09/ 2008-03/ 2009	Auslandssemester im Rahmen des „Erasmus“-Programms am Cork Institute of Technology, Irland

Praktika und Forschungstätigkeit

10/ 2008-03/ 2009	Tyndall National Institute Cork, Irland, Photonics Group Mitarbeit am Projekt „Gain Dynamics in a GaAs-Tunnel Injection Quantum Dot Semiconductor Optical Amplifier“
seit 08/ 2009	Institut für Photonische Technologien Jena, Abteilung Faseroptik Forschungstätigkeit als Hilfwissenschaftler, Diplomand und Doktorand zur Herstellung, Charakterisierung und Anwendung von Faser-Bragg-Gittern in optischen Fasern
seit 09/ 2013	Central Glass & Ceramic Research Institute Kolkata, Indien, Fiber Optics and Photonics Division DAAD-Austauschprojekt zur Herstellung und Anwendung regenerierter Faser-Bragg-Gitter

Jena, den 09. 09. 2013